

Auswertungen von infraroten Strahlungsmessungen des meteorologischen Satelliten TIROS III

Inaugural-Dissertation

zur

Erlangung der Doktorwürde

der

Hohen Naturwissenschaftlichen Fakultät

der

Ludwig-Maximilians-Universität

zu München

vorgelegt

von

Ehrhard Raschke

aus Elstertrebnitz

Frühjahr 1965

1. Berichterstatter: Prof. Dr. F. Möller

2. Berichterstatter: Prof. Dr. G. Angenheister

Tag der mündlichen Prüfung: 26. Mai 1965

Veröffentlicht in

„Beiträge zur Physik der Atmosphäre“, Bd. 38, Heft 2, S. 97–120 und Heft 3/4, S. 153–187 (1965)

Auswertungen von infraroten Strahlungsmessungen des meteorologischen Satelliten TIROS III

Teil I. Generalisierte Transmissionsfunktionen für die Konstruktion von Strahlungsrechendiagrammen

Von

EHRHARD RASCHKE

Meteorologisches Institut der Universität München

Mit 12 Abbildungen

(Eingegangen am 3. April 1965)

Zusammenfassung

Vom meteorologischen Satelliten TIROS III wurde die Wärmestrahlung der Erde in den Weltraum in verschiedenen Spektralbereichen gemessen.

Aus den Meßwerten der Strahlung im Spektralbereich der $6,3 \mu\text{m}$ -Bande des Wasserdampfes und der Strahlung im absorptionsschwachen Fensterbereich zwischen $8 \mu\text{m}$ und $13 \mu\text{m}$ werden nach einem Vorschlag von F. MÖLLER [5] die mittlere relative Feuchtigkeit der oberen Troposphäre und die Oberflächentemperatur der strahlenden Unterlage bestimmt. Dabei werden die gemessenen Werte mit solchen verglichen, die für vorgegebene Modellschichtungen der Atmosphäre berechnet wurden.

Die Wärmestrahlungsströme innerhalb der Filterbereiche der Empfänger werden mit Strahlungsdiagrammen berechnet. Für diese Diagramme werden teilweise neue Durchlässigkeitsfunktionen des Wasserdampfes, des Kohlendioxides und des Ozons aus im Labor gemessenen Absorptionsspektren [28–33] abgeleitet.

Erste Auswertungen erfolgten mit Meßdaten von der 15. und der 18. Umrundung des Satelliten am 13. Juli 1961. Die Ergebnisse sind in synoptischen Karten dargestellt.

In diesen Karten zeichnen sich deutlich Gebiete sehr geringer relativer Feuchtigkeit in den Subtropengürteln beiderseits des Äquators ab. Die Feuchtigkeit nimmt zum Äquator hin zu und scheint besonders hoch über bewölkten Gebieten zu sein. Über wolkenlosen Meeresflächen ermittelte Werte der Oberflächentemperatur sind um etwa 1 Grad tiefer als die mittlere Wassertemperatur im Juli in diesen Gebieten.

Verwendete Bezeichnungen

k_ν = spektraler Absorptionskoeffizient einer Linie,

S = integrierte Linienintensität,

α = Halbwertsbreite einer Linie,

$\nu = 1/\lambda$ = Wellenzahl in cm^{-1} , wenn λ die Wellenlänge ist,

$k_{\nu,T}$ = spektraler generalisierter Absorptionskoeffizient bei der Temperatur T ,

w = Menge eines absorbierenden Gases in einer Säule von 1 cm^2 Querschnitt bei dem Drucke p . Für H_2O , CO_2 und O_3 werden anstatt w die Bezeichnungen u , c bzw. m gebraucht.

Bezeichnet ν die Mitte eines Spektralintervalles der Breite $\Delta\nu$, dann sind $\int A_\nu d\nu$ die Gesamtabsorption eines Gases in diesem Intervall, $\frac{1}{\Delta\nu} \int A_\nu d\nu$ das Absorptionsvermögen und $\tau_\nu = 1 - \frac{1}{\Delta\nu} \int A_\nu d\nu$ das Durchlässigkeitsvermögen innerhalb desselben.

1. Einleitung

Bei den Auswertungen der infraroten Strahlungsmeßdaten des meteorologischen Satelliten TIROS III sollen Rückschlüsse auf die Struktur der Atmosphäre gezogen werden. Dies geschieht durch einen Vergleich der gemessenen Werte mit solchen, die für vorgegebene Modellschichtungen der Atmosphäre berechnet wurden (vgl. Teil II).

In diesem Teil dieser Arbeit werden Beziehungen für das Durchlässigkeitsvermögen von Wasserdampf, Kohlendioxid und Ozon im Spektralbereich zwischen $5\text{ }\mu\text{m}$ und $33\text{ }\mu\text{m}$ abgeleitet. Mit diesen Beziehungen werden Strahlungsrechendiagramme für die Filterbereiche [1] der drei Wärmestrahlungsempfänger im TIROS III [Kanal 1 ($5,8\text{ }\mu\text{m} - 6,8\text{ }\mu\text{m}$), Kanal 2 ($8\text{ }\mu\text{m}$ bis $13\text{ }\mu\text{m}$), Kanal 4 ($7,5\text{ }\mu\text{m}$ bis $32,5\text{ }\mu\text{m}$)] konstruiert. Mittels dieser Diagramme können die von Modellatmosphären ausgehenden Strahlungsströme berechnet werden.

2. Das Emissions- bzw. Absorptionsspektrum der Erdatmosphäre zwischen $5\text{ }\mu\text{m}$ und $33\text{ }\mu\text{m}$

Das Absorptionsspektrum der Erdatmosphäre ist mit hoher Auflösung vermessen worden. Dies ermöglicht, durch Vergleiche mit den aus der Theorie und aus Labormessungen bekannten Rotations- und Rotationsschwingungsniveaus fast alle Linien zu deuten (z. B.: [1]). Die physikalischen Vorgänge, die zur Absorption und Emission von Strahlung im Infraroten führen, sind ebenfalls weitgehend geklärt (z. B.: [3]).

Danach sind am Strahlungsübergang in der Erdatmosphäre neben den drei Gasen H_2O , CO_2 und O_3 mit geringerer Bedeutung noch N_2O , HDO und CH_4 beteiligt. Die zweiatomigen Gase Sauerstoff und Stickstoff dagegen können wegen des fehlenden Dipolmomentes nur unter extrem hohen Drucken und hohen Temperaturen, die in der Erdatmosphäre nicht vorkommen, im Infraroten aktiv werden. Die Absorption von Wärmestrahlung durch Dunstteilchen und Staub ist nachgewiesen, aber bis jetzt noch nicht quantitativ geklärt.

Die Filterbereiche von TIROS III erfassen den Spektralbereich von $5\text{ }\mu\text{m}$ bis $33\text{ }\mu\text{m}$. In diesem liegen die sehr starke Rotationsschwingungsbande (ν_2 -Grundschiwingung) sowie starke Rotationslinien des H_2O . Letztere absorbieren ab $20\text{ }\mu\text{m}$ praktisch die gesamte von der Erdoberfläche emittierte Strahlung. Einzelne Rotationslinien können schon ab $10\text{ }\mu\text{m}$ im „Wasserdampffenster“ ($8\text{ }\mu\text{m}$ bis $13\text{ }\mu\text{m}$) nachgewiesen werden. Das CO_2 absorbiert mit seiner starken Rotationsschwingungsbande (ν_2 -Grundschiwingung) bei $15\text{ }\mu\text{m}$ vollkommen die in diesem Bereiche vom Boden emittierte Strahlung auf dem Wege durch die Atmosphäre. Weitere wesentlich schwächere Banden des CO_2 liegen bei $10,4\text{ }\mu\text{m}$ und bei $12,63\text{ }\mu\text{m}$. Sie können in der Erdatmosphäre vernachlässigt werden. Die Flügel der starken Rotationslinien des H_2O und in geringerem Maße auch die Flügel der Linien in der $15\text{ }\mu\text{m}$ -Banden des CO_2 bewirken eine zusätzliche Kontinuumsabsorption im Fensterbereich. Das Ozon absorbiert in seiner $9,6\text{ }\mu\text{m}$ -Bande vor allem in den Schichten zwischen 20 km und 40 km Höhe. Die schwächere Bande bei $14,1\text{ }\mu\text{m}$ ist von der $15\text{ }\mu\text{m}$ -Bande des CO_2 überlagert und kann ebenfalls vernachlässigt werden.

Das N_2O hat zwei kräftige Banden bei $17\ \mu\text{m}$ und bei $7,78\ \mu\text{m}$ sowie schwächere Banden bei $8,57\ \mu\text{m}$ und bei $8,44\ \mu\text{m}$. Das Methan absorbiert in Linien der ν_4 -Banden zwischen $7,1\ \mu\text{m}$ und $8,2\ \mu\text{m}$ nur sehr wenig Strahlung in der Atmosphäre. Bei $8,2\ \mu\text{m}$ liegt auch die ν_2 -Grundschwingung des HDO .

Die Absorption durch die drei letztgenannten Gase ist nur dann von Bedeutung, wenn der Strahlungsstrom in sehr engen Spektralbereichen untersucht wird, in denen eine oder mehrere dieser Banden liegen. Die Filterbereiche der Kanäle 2 und 4 sind jedoch so breit, daß der Einfluß dieser Gase gegenüber dem der mit wesentlich höherer Konzentration in der Atmosphäre vorhandenen Gase H_2O , CO_2 und O_3 vernachlässigt werden kann. Der Empfindlichkeitsbereich des Kanals 1 liegt im Zentrum der $6,3\ \mu\text{m}$ -Banden des H_2O .

3. Temperatur- und Druckabhängigkeit der Absorption

Temperatur und Druck der absorbierenden und emittierenden Gase ändern sich in der Atmosphäre entlang des durchstrahlten Weges. Die Temperatur kann dabei zwischen Werten von 190°K bis 320°K schwanken. Der Druck ändert sich vom Boden bis zum Satelliten von $760\ \text{mm Hg}$ bis zum Werte Null. Diese Variationen verursachen auch Änderungen des Absorptions- bzw. Durchlässigkeitsvermögens.

3.1. Die Absorption in einer einzelnen Linie

Für atmosphärische Druck- und Temperaturverhältnisse, die bis zu $50\ \text{km}$ Höhe vorherrschen, konnten PLASS und FIVEL [4] zeigen, daß die Form der Absorptionslinien durch das LORENTZ-Profil sehr gut angenähert wird. Die Dopplerverbreiterung kann vernachlässigt werden [5, 6].

Danach ist der Absorptionskoeffizient k_ν (ν = Wellenzahl) bestimmt durch:

$$k_\nu = \frac{S}{\pi} \frac{\alpha}{(\nu - \nu_0)^2 + \alpha^2} \quad (\text{in g}^{-1} \text{ cm}^2). \quad (1)$$

Hierin bedeuten ν_0 die Wellenzahl (in cm^{-1}) des Linienzentrums, α die Halbwertsbreite (in cm^{-1}) und S die integrierte Linienintensität:

$$S = \int_{-\infty}^{+\infty} k_\nu d\nu \quad (\text{in g}^{-1} \text{ cm}). \quad (2)$$

Die beiden Größen S und α sind komplizierte Funktionen der Temperatur, α ist auch Funktion des Druckes [7].

Aus thermodynamischen Überlegungen läßt sich für stoßverbreiterte Linien die folgende Beziehung für die Druck- und Temperaturabhängigkeit der Halbwertsbreite ableiten:

$$\alpha = \alpha_{0,T_0} \cdot \left(\frac{p}{p_0} \right) \cdot \sqrt{\frac{T}{T_0}} \psi(T). \quad (3)$$

α_{0,T_0} ist die Halbwertsbreite der Linie beim Drucke p_0 und der Temperatur T_0 . Die Funktion $\psi(T)$ ist bestimmt durch das Verhältnis des Produktes des Quadrates der Stoßparameter mit dem Bruchteil der stoßenden N_2 -Moleküle bei der Temperatur T zu dem Produkt derselben bei der Temperatur T_0 [6]. Danach ist die Halbwertsbreite α einer LORENTZ-Linie bei Stoßverbreiterung vom Druck linear abhängig, sie ist jedoch eine wesentlich kompliziertere Funktion der Temperatur. BENEDICT und KAPLAN [8] fanden in ihren Untersuchungen der

Rotationslinien des H_2O , daß die Temperaturabhängigkeit von α durch folgende Näherungsgleichung dargestellt werden kann:

$$\left(\frac{\alpha}{\alpha_0}\right)_{p=\text{const.}} = \left(\frac{300}{T}\right)^g. \quad (3a)$$

Hierbei ist $\alpha_0 = \alpha$ bei $T = 300^\circ\text{K}$.

Innerhalb des meteorologisch interessanten Temperaturbereiches von 220°K bis 300°K variiert der Wert des Exponenten g von Linie zu Linie zwischen den Grenzen $-0,045$ und $+0,756$.

Die Temperaturabhängigkeit der Linienintensität S kann durch folgende Beziehung angenähert dargestellt werden:

$$S_T = S_0 \cdot \chi(T). \quad (4)$$

S_0 ist die Linienintensität bei der Temperatur T_0 . Die Funktion $\chi(T)$ ist bestimmt durch die Temperaturen T und T_0 , das unterste Energieniveau und die Wellenzahl des Linienzentrums. Für einige Rotationslinien des H_2O berechnete BOLLE [6] $\chi(T)$. Er fand mit $T_0 = 300^\circ\text{K}$, daß $\chi(T)$ im Temperaturbereich von 200°K bis 300°K von Werten um 0,1 bis 0,5 kontinuierlich bis zum Wert 1 zunimmt.

LADENBURG und REICHE [9] berechneten die Gesamtabsorption $\int A_\nu d\nu$ in einer einzelnen Linie mit LORENTZ-Form. Sie fanden für eine schwache bzw. starke Linie:

$$\int A_\nu d\nu \rightarrow \begin{cases} Sw & \text{für schwache Linien} \\ 2\sqrt{\alpha Sw} & \text{für starke Linien.} \end{cases} \quad (5)$$

Danach ist die Gesamtabsorption in einer schwachen Linie, die auch in ihrem Zentrum noch durchlässig ist, gleich dem Produkt der Linienstärke S mit der Menge w des absorbierenden Gases und daher vom Drucke unabhängig. Starke Linien dagegen, die in ihrem Zentrum einfallende Strahlung vollkommen absorbieren, zeigen druckabhängige Absorption.

3.2. Absorption in breiten Spektralintervallen

Zur Beschreibung der Absorption in breiten Spektralintervallen, in denen mehrere Linien liegen, entwarfen verschiedene Autoren Bandenmodelle [10 bis 13]. Mit bestimmten Annahmen über die Positions- und Intensitätsverteilungen der Linien innerhalb des Intervalles wurden Beziehungen entwickelt, mit denen aus bekannten Liniendaten (α, S, ν_0) das Durchlässigkeitsvermögen homogener Schichten berechnet werden kann [14, 15].

Für ein Spektralintervall $\Delta\nu$ mit t druckverbreiterten Linien, die beliebig innerhalb des Intervalles angeordnet sein können, ergeben sich für die Grenzfälle sehr schwacher und sehr starker Absorption folgende Näherungsformeln für das Durchlässigkeitsvermögen τ :

Sehr schwache Absorption:

$$\tau_{\nu,sh} = \exp \left[-\frac{1}{\Delta\nu} w \sum_{i=1}^t S_i \right]. \quad (6a)$$

Sehr starke Absorption:

$$\tau_{\nu,st} = \exp \left[-\frac{2}{\Delta\nu} \sum_{i=1}^t (S_i \alpha_i w)^{1/2} \right]. \quad (6b)$$

Die Wellenzahl ν bezeichnet hier die Mitte des ausgewählten Spektralintervalles.

Die Approximation (6a) gilt nur, wenn alle Linien des Intervalles auch in ihrem Zentrum noch durchlässig sind [12]. Das Durchlässigkeitsvermögen ist bei Gültigkeit dieser Approximation vom Druck unabhängig. Die Approximation (6b) für sehr starke Absorption ist nur dann erfüllt, wenn von der Linienmitte bis zu mehreren Halbwertsbreiten vom Linienzentrum entfernt die einfallende Strahlung vollkommen absorbiert wird. Das Durchlässigkeitsvermögen ist dann vom Druck abhängig. Ist die Halbwertsbreite $\alpha_{i0,T}$ der Linien beim Drucke p_0 und der Temperatur T bekannt, dann kann unter Anwendung der Beziehung (3) nach Gl. (6b) das Durchlässigkeitsvermögen $\tau_{\nu,sl}$ für jeden beliebigen anderen Druck berechnet werden nach:

$$\tau_{\nu,sl} = \exp \left[-\frac{2}{\Delta \nu} \sum_{i=1}^t (S_i \cdot \alpha_{i0,T} \cdot w^*)^{1/2} \right], \quad (7)$$

wobei nach Gl. (3)

$$w^* = w \cdot \frac{p}{p_0} \quad (8)$$

zu setzen ist.

$\alpha_{i0,T}$ ist nun nur noch eine temperaturabhängige Größe. Sind die Linienintensität S_{i,T_0} und die Halbwertsbreite α_{i0,T_0} bei der Temperatur T_0 und das Verhältnis

$$y_T = \frac{\left[\sum_{i=1}^t (S_{i,T} \cdot \alpha_{i0,T})^{1/2} \right]}{\left[\sum_{i=1}^t (S_{i,T_0} \cdot \alpha_{i0,T_0})^{1/2} \right]} \quad (9)$$

bekannt, dann kann bei Gültigkeit der Approximation (6b) das Durchlässigkeitsvermögen $\tau_{\nu,sl}$ für beliebige Temperaturen nach der einfachen Beziehung berechnet werden:

$$\tau_{\nu,sl} = \exp \left[-\frac{2}{\Delta \nu} \cdot y_T \cdot \sum_{i=1}^t (S_{i,T_0} \cdot \alpha_{i0,T_0})^{1/2} \cdot w^{*1/2} \right]. \quad (10)$$

Wenn die Funktionen $\psi(T)$ und $\chi(T)$ für jede einzelne Linie bekannt sind, könnte $\tau_{\nu,sl}$ für beliebige Temperaturen unter Anwendung der Beziehungen (3) und (4) berechnet werden.

In vereinfachter Form kann man die Gleichung (10) auch folgendermaßen schreiben:

$$\tau_{\nu,sl} = \exp \left[- (l_{\nu,T} \cdot w^*)^{1/2} \right], \quad (11)$$

wobei

$$l_{\nu,T} = \left[\frac{2}{\Delta \nu} \cdot y_T \cdot \left(\sum_{i=1}^t (S_{i,T_0} \cdot \alpha_{i0,T_0})^{1/2} \right) \right]^2 \quad (12)$$

ist. $l_{\nu,T}$ hat den Charakter eines Absorptionskoeffizienten und ist eine temperaturabhängige Größe, die der Wellenzahl ν der Mitte des Spektralintervalles zugeordnet wird. Sie wird daher oft als generalisierter Absorptionskoeffizient bezeichnet (Abschnitt 4). Die Gleichung (12) soll hier als Ausgangsgleichung für die Ableitung von Transmissionsfunktionen benutzt werden. Die für die einzelnen Linien gültigen Beziehungen brauchen dann nicht mehr berücksichtigt zu werden. PLASS [16] konnte allerdings für ein Modell eines Spektralintervalles mit einer sehr starken Linie und vielen schwachen Linien zeigen, daß die Approximation für sehr starke Absorption (6b und 11) nur sehr begrenzt gültig ist. Die schwachen Linien, die den Flügeln der starken Linie überlagert sind, können mit zunehmender Zahl das Verhalten des Absorptions- bzw. Durchlässigkeitsvermögens dieses Intervalles entscheidend beeinflussen.

Für die Darstellung der Druckabhängigkeit der Absorption in beliebigen Spektralintervallen ist noch eine Beziehung zu finden. Diese soll es bei der Kenntnis von τ_v einer homogenen (isobaren) Schicht mit der Gasmenge w unter dem Drucke p gestatten, die Gasmenge w^* zu berechnen, die bei der gleichen Temperatur jedoch dem Druck p_0 das gleiche Durchlässigkeitsvermögen besitzt. Hierzu versuchten verschiedenen Autoren, von spektralen Messungen empirische Formeln abzuleiten. Anstelle der linearen Beziehung (8) läßt sich häufig in erster Näherung eine Potenzformel angeben. Für ein Gemisch des absorbierenden Gases mit N_2 wurde gefunden:

$$w^* = w \left(\frac{p_e}{p_0} \right)^r, \quad (13)$$

wobei $r = \text{const.} \leq 1$ ist. p_e ist der äquivalente Druck in der Absorptionszelle.

$$p_e = p_{N_2} + B p_a. \quad (14)$$

Durch dessen Einführung wird berücksichtigt, daß der Einfluß der gegenseitigen Stöße der Moleküle des absorbierenden Gases a auf die Halbwertsbreite größer ist als der Einfluß einer gleichen Anzahl von Stößen mit Molekülen des beigemischten N_2 . B , der sog. Selbstverbreiterungskoeffizient, wurde experimentell für das CO_2 zu 1,30 [17], für die $6,3 \mu\text{m}$ -Bande des H_2O zu $5 (\pm 1,5)$ [17] und für die Rotationsbande zu 6 bis 11 [18] ermittelt. Bei den Labormessungen muß der Partialdruck des absorbierenden Gases gegenüber dem in der freien Atmosphäre sehr hoch gewählt werden, um einen Meßeffect zu erzielen.

Für die gesamte $6,3 \mu\text{m}$ -Bande des H_2O fanden HOWARD, BURCH und WILLIAMS [19], daß bei schwacher Absorption der Exponent $r = 0,6$, jedoch bei starker Absorption $r = 0,72$ eine gute Näherung bilden.

Trägt man die von PALMER [18] für die Rotationsbande des H_2O veröffentlichten Werte des mittleren Durchlässigkeitsvermögens von 50 cm^{-1} breiten Spektralintervallen in Abhängigkeit der analog (13) auf den Druck $p_0 = 760 \text{ mm Hg}$ „reduzierten“ Wasserdampfmenge

$$u^* = u \left(\frac{p_e}{p_0} \right)^{0,72} \quad (15)$$

auf, dann erkennt man, daß der Exponent $r = 0,72$ zumindest für den Spektralbereich zwischen $20 \mu\text{m}$ und $28 \mu\text{m}$ (500 cm^{-1} bis 360 cm^{-1}) gerechtfertigt ist (Abb. 1).

Die unter verschiedenem Druck gemessenen Werte streuen nur wenig um eine mittlere Kurve. Für den Spektralbereich $\lambda > 28 \mu\text{m}$ fand PALMER mit linearer Druckreduktion ($r = 1$) eine geringere Streuung der Meßwerte um eine mittlere Kurve als in Abb. 1 ($r = 0,72$). In diesem Teil der Rotationsbande liegen sehr starke Linien, so daß die Approximation für sehr starke Absorption mit $r = 1$ gegenüber der Näherung nach Gl. (9) mit $r = 0,72$ besser erfüllt ist. Da dieser Teil des Spektrums jedoch außerhalb der Filterbereiche der Kanäle 2 und 4 liegt, kann die Reduktion auf den Druck p_0 mit $r = 0,72$ erfolgen ($p_0 = 760 \text{ mm Hg}$ ist der Druck, für den die Strahlungsdiagramme konstruiert werden).

Sieht man von der $9,6 \mu\text{m}$ -Bande des Ozons ab, dann läßt sich zeigen, daß die Absorption im Spektralbereich von $8 \mu\text{m}$ bis $13 \mu\text{m}$ durch ein Kontinuum und einzelne starke Linien beschrieben werden kann [16, 20]. Die Kontinuumsabsorption, in der die schwächeren Linien vollkommen verschwinden, wird in erster Linie durch die Flügel der starken Rotationslinien des Wasserdampfes verursacht. An der Absorption durch Linien beteiligen sich CO_2 und H_2O , weniger auch das N_2O . Da jedoch bisher keine Labormessungen und keine Berechnungen über die Druckabhängigkeit der Absorption in diesem Bereiche vorliegen, soll bei den Strah-

lungsstromberechnungen in dieser Arbeit die Druckabhängigkeit gleich der in den benachbarten Banden des H_2O angenommen werden.

BURCH, GRYVNAK und WILLIAMS [21] veröffentlichten eine große Anzahl von Spektren sowie Tabellenwerte der Gesamtaborption $\int A_\nu d\nu$ des CO_2 in der $15\text{ }\mu\text{m}$ -Bande zwischen $20,2\text{ }\mu\text{m}$ und $11,4\text{ }\mu\text{m}$ (495 cm^{-1} bis 875 cm^{-1}). Mittels dieser Werte wurde der Wert des

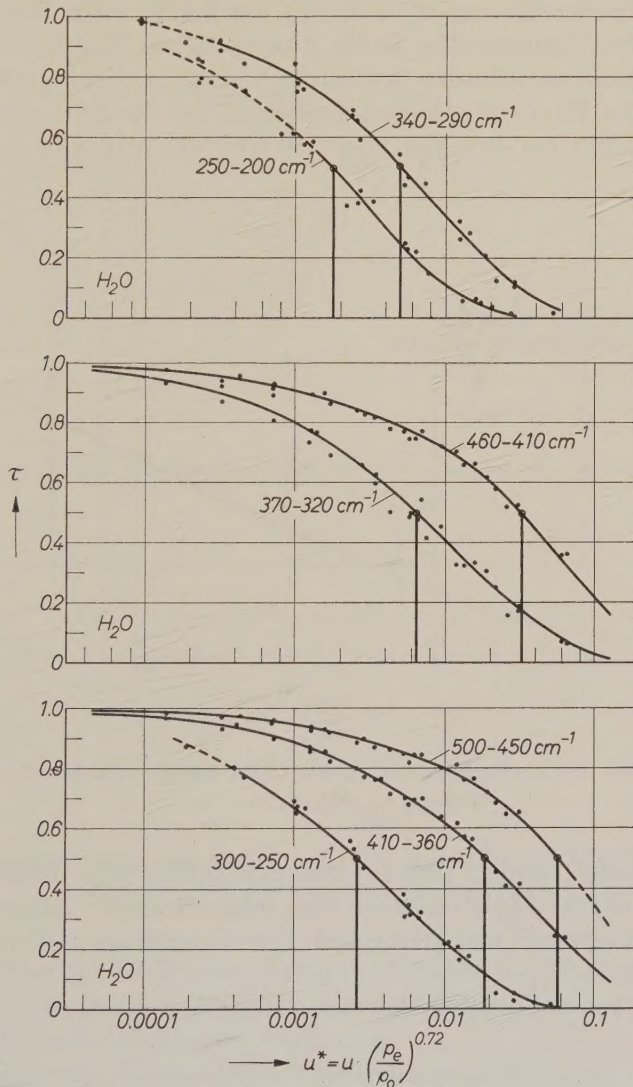


Abb. 1. Durchlässigkeitsvermögen τ_ν des H_2O innerhalb von sieben Spektralintervallen der Rotationsbande zwischen $20\text{ }\mu\text{m}$ und $50\text{ }\mu\text{m}$ (500 cm^{-1} — 200 cm^{-1}) nach Messungen von PALMER [18]

Exponenten r zu 0,65 ermittelt. Trägt man das Absorptionsvermögen $\int A_\nu d\nu/\Delta\nu$, bezogen auf das Spektralintervall von 495 cm^{-1} bis 875 cm^{-1} , in Abhängigkeit von der druckreduzierten Kohlendioxidmenge

$$c^* = c \left(\frac{p_e}{p_0} \right)^{0,65} \quad (16)$$

auf, dann streuen die Meßwerte nur geringfügig um eine mittlere Kurve (Abb. 2).

Anhand der von denselben Autoren abgeleiteten Werte des Absorptionsvermögens $\int A_\nu d\nu/\Delta\nu$ von breiten Spektralintervallen innerhalb dieser Bande läßt sich aber zeigen, daß für die Bereiche in der Bandenmitte eine Reduktion mit einem Exponenten $r = 0,8$ und an den Flügeln mit $r = 0,55$ besser anzuwenden wäre.

Für das Ozon bestimmten MÖLLER und MANABE [22] aus den von WALSHAW [23] gemessenen Werten der Gesamtabsorption in der $9,6 \mu\text{m}$ -Bande einen Exponenten $r = 0,3$. Das Ozon hat seine größte Konzentration in der Atmosphäre in Höhen zwischen 15 km und 35 km, während die Ozonkonzentration unterhalb von 8 km nicht größer als $0,003 \text{ cm STP/km}$ [24] ist. Für die Werte der Gesamtabsorption, die für sehr geringe Ozonmengen ($0,002 \leq m \leq 0,02 \text{ cm STP}$) bei Drucken über 150 mb von WALSHAW gemessen wurden,

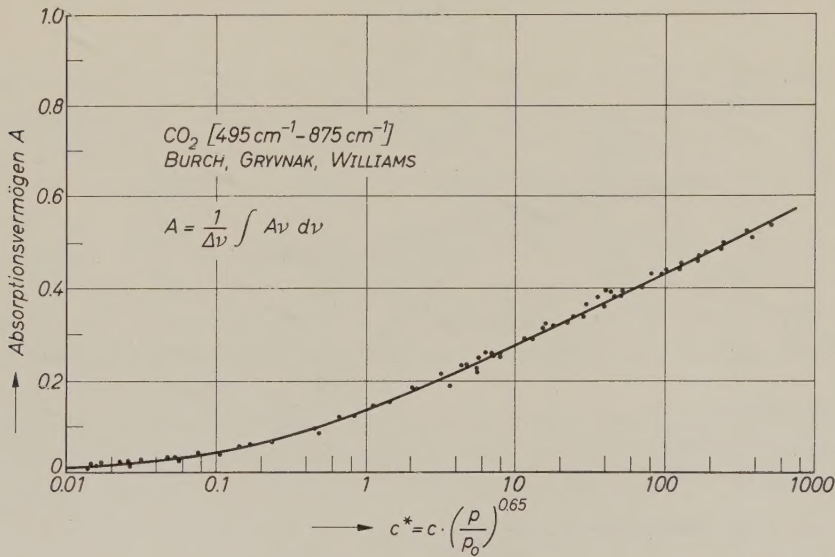


Abb. 2. Absorptionsvermögen des Kohlendioxides in der $15 \mu\text{m}$ -Bande zwischen $20,2 \mu\text{m}$ und $11,4 \mu\text{m}$ ($459 \text{ cm}^{-1} - 875 \text{ cm}^{-1}$)

kann nun graphisch gezeigt werden, daß sie sich unabhängig vom Druck linear mit der Ozonmenge ändern [Gl. (6a)-Approximation für sehr schwache Absorption]. Für alle anderen bei größerer Ozonmenge und geringerem Druck gemessenen Werte ergab sich der Exponent zu $r = 0,41$.

Die in Abhängigkeit von der druckreduzierten Ozonmenge

$$m^* = m \left(\frac{p_e}{p_0} \right)^{0,41} \quad (17)$$

aufgetragenen Werte des Absorptionsvermögens $\int A_\nu d\nu/\Delta\nu$ des Ozons im Spektralintervall zwischen $8,8 \mu\text{m}$ und $10,6 \mu\text{m}$, in dem nur die $9,6 \mu\text{m}$ -Bande liegt, streuen nur sehr wenig um eine mittlere Kurve (Abb. 3). Diese Kurve folgt zwischen den Abszissenwerten $10^{-4} \leq m^* \leq 10^{-1}$ angenähert der Gleichung

$$\tau = \exp \left[\frac{-16,86 m^*}{\sqrt{1 + 251 m^*}} \right]. \quad (18)$$

In den bisherigen Betrachtungen war angenommen worden, daß der Exponent r in der Näherungsgleichung (13) eine Konstante ist. Dies scheinen auch die bisher gefundenen Ergebnisse zu bestätigen. Bestimmt man jedoch r für enge Spektralbereiche (100 cm^{-1} oder 50 cm^{-1}) innerhalb einer Bande, dann zeigt sich, daß r mit der Masse des absorbierenden Gases verschiedene Werte annimmt. Dies wurde mit Werten des Durchlässigkeitsvermögens von

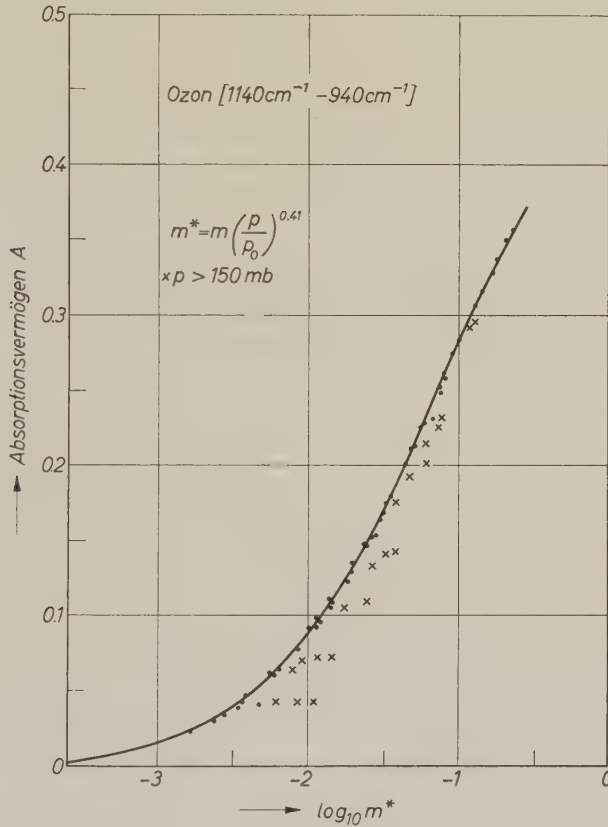


Abb.3. Absorptionsvermögen des Ozons in der $9,6\text{ }\mu\text{m}$ -Bande zwischen $8,8\text{ }\mu\text{m}$ und $10,6\text{ }\mu\text{m}$ (1140 cm^{-1} — 940 cm^{-1}) in Abhängigkeit von m^* (17)

CO_2 und H_2O untersucht, die WYATT, STULL und PLASS [15] für verschiedene Drucke berechnet und in umfangreichen Tabellen veröffentlichten. Diese Tabellen standen leider erst nach Abschluß dieser Arbeiten zur Verfügung.

Mit diesen Werten von verschiedenen Spektralintervallen wurde r bestimmt und in der Abb.4 in Abhängigkeit von der nicht auf den Druck $p_0 = 760\text{ mm Hg}$ reduzierten Gasmenge w aufgetragen. Es ergaben sich Kurvenscharen

$$r = [r(w)] \frac{p}{p_0} = \text{const.},$$

die mit abnehmender Absorbermenge w gegen kleinere Werte von r streben, d.h. mit abnehmender Absorption des Gases in dem ausgewählten Intervall nimmt auch die Druck-

abhängigkeit der Absorption ab. Für die Spektralbereiche von 1200 cm^{-1} bis 1300 cm^{-1} und 625 cm^{-1} bis 675 cm^{-1} , die im Zentrum der $6,3\text{ }\mu\text{m}$ -Bande des H_2O bzw. der $15\text{ }\mu\text{m}$ -Bande des CO_2 liegen, wurden Werte für r gefunden, die größer sind als die für die Flügel dieser Banden abgeleiteten.

Für den Spektralbereich des Kanals 1 konnte auf diese Weise nachträglich gefunden werden, daß bei Berechnungen der Wasserdampfmenge u^* nicht $r = 0,72$, sondern besser $r = 0,9$ hätte gewählt werden müssen.

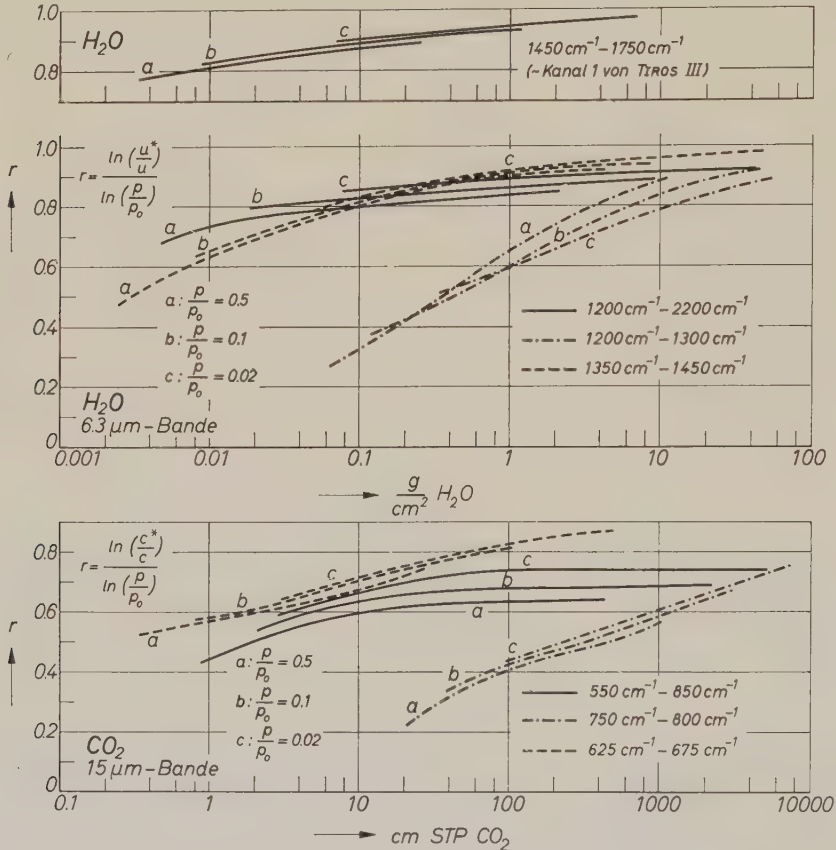


Abb. 4. Abhängigkeit des Exponenten r von der absorbierenden Gasmenge

Die Werte von r , die für die Bereiche der gesamten Banden abgeleitet wurden, ändern sich nur wenig mit der Absorbermenge. Dies bestätigt die von experimentell gewonnenen Spektren abgeleiteten Ergebnisse.

Das Anwachsen von r mit abnehmendem Druck bei gleicher Gasmenge kann als Folge einer gleichzeitigen Zunahme des Absorptionskoeffizienten k_ν im Linienzentrum gedeutet werden. Die Linien werden bei Druckabnahme schmäler, jedoch nimmt die Absorption im Bereich des Linienzentrums zu. Das bedeutet eine bessere Erfüllung der Approximation für starke Absorption.

4. Ableitung von generalisierten Transmissionsfunktionen

Die Transmissionsfunktionen zur Konstruktion von Strahlungsdiagrammen sollen durch einfache Beziehungen darstellbar sein, mittels derer das Durchlässigkeitsvermögen von H_2O , CO_2 und O_3 in ganzen Banden oder sehr breiten Spektralintervallen spektral mit geringem Rechenaufwand berechnet werden kann. Dies soll auch für beliebige Druck- und Temperaturverhältnisse möglich sein.

4.1. Form der generalisierten Transmissionsfunktionen

Die Form der Transmissionsfunktionen, mit denen die Strahlungsdiagramme konstruiert werden sollen, ist so zu wählen, daß mit ihnen das Durchlässigkeitsvermögen homogener Schichten unter beliebigem Druck und bei beliebiger Temperatur berechnet werden kann. Zu dieser gewünschten Form bietet sich die Gl. (11) an, nach der das spektrale Durchlässigkeitsvermögen $\tau_{\nu, st}$ für die Approximation sehr starker Absorption bestimmt wird. Da diese Approximation nur in wenigen Spektralbereichen genügend genaue Ergebnisse zu liefern vermag, soll an ihrer Stelle die allgemeinere Form benutzt werden:

$$\tau_{\nu} = \tau(l_{\nu, T} w^*) \quad (19)$$

τ_{ν} ist wiederum das Durchlässigkeitsvermögen eines Spektralintervalles, dessen Mitte die Wellenzahl ν angibt. Jedoch bezeichnet Gl. (19) jetzt einen verallgemeinerten Zusammenhang zwischen τ_{ν} und der auf den Druck p_0 reduzierten Absorbermenge

$$w^* = w \left(\frac{p_0}{p} \right)^r, \quad (13)$$

der empirisch aus spektralen Messungen der Absorption gefunden werden soll. Aus diesem Grunde wird in den folgenden Ausführungen τ_{ν} als generalisierte Transmissionsfunktion bezeichnet.

Der Faktor $l_{\nu, T}$ ist eine für das Spektralintervall charakteristische Größe und heißt generalisierter Absorptionskoeffizient. Der Exponent r wird bei der Ableitung so bestimmt, daß (13) die Druckabhängigkeit der Absorption in der ganzen Bande beschreibt. In dieser Form stellten schon ELSASSER und KING [25] Transmissionsfunktionen für CO_2 und O_3 dar.

Die generalisierten Transmissionsfunktionen werden aus den im Labor gemessenen Spektren von H_2O-N_2 - [18] und CO_2-N_2 -Gemischen [21] abgeleitet. Da es sich hierbei um Näherungsformeln handelt, soll dabei die spektrale Auflösung in den einzelnen Banden nicht zu hoch gewählt werden.

Um angenähert die Temperaturabhängigkeit der Absorption in den verschiedenen Banden bei den Strahlungsstromberechnungen berücksichtigen zu können, wurden entsprechende Korrekturfaktoren aus theoretischen Berechnungen anderer Autoren abgeleitet; direkte Messungen der Absorption bei Temperaturen, die tiefer als die übliche Raumtemperatur sind, lagen nicht vor. Diese Korrekturfaktoren wurden dann entsprechend der Gl. (11) an den generalisierten Absorptionskoeffizienten angebracht, um sie für tiefere Temperaturen ($T < 300^\circ K$) zu erhalten.

4.2. Generalisierte Transmissionsfunktionen für H_2O , CO_2 und O_3

Die Transmissionsfunktionen sind im Anhang in Tabellen in folgender Form zusammengestellt:

$$\tau_\nu = \tau (\log_{10} l_{\nu,T} + \log_{10} w^*) \quad (19a)$$

und

$\log_{10} l_{\nu,T}$ in Abhängigkeit von der Wellenzahl ν .

4.2.1. 15 μm -Bande des CO_2

BURCH, GRYVNAK und WILLIAMS [21] haben das spektrale Absorptionsvermögen A_ν von CO_2 - N_2 -Gemischen unter verschiedenem Druck gemessen und Mittelwerte $\int A_\nu d\nu / \Delta\nu$ für vier Spektralintervalle (495 cm^{-1} bis 617 cm^{-1} , 617 cm^{-1} bis 677 cm^{-1} , 677 cm^{-1} bis 720 cm^{-1} und 720 cm^{-1} bis 825 cm^{-1}) der 15 μm -Bande gebildet. Die Werte $\tau_\nu = 1 - \int A_\nu d\nu / \Delta\nu$ wurden in Abhängigkeit von der auf den Druck $p_0 = 760 \text{ mm Hg}$ reduzierten Kohlendioxidmenge

$$c^* = c \cdot \left(\frac{p_e}{p_0} \right)^{0,65} \quad (16)$$

aufgetragen. Für jedes Spektralintervall konnte so eine Kurve $\tau_\nu = \tau(c^*)$ ermittelt werden. Diese vier Kurven wurden durch Änderung ihrer Abszissenwerte um den Faktor $1/c^*_{0,\nu}$ zum Schnitt gebracht. $c^*_{0,\nu}$ bezeichnet diejenige CO_2 -Menge, bei der innerhalb jedes Intervalles 50% der einfallenden Strahlung absorbiert werden. Die vier Kurven zeigten nun einen so wenig abweichenden Verlauf, daß sie durch eine mittlere Kurve wiedergegeben werden konnten, die nach (18) die generalisierte Transmissionsfunktion für die 15 μm -Bande darstellt, wenn $l_{\nu,T} = \frac{1}{c^*_{0,\nu}}$ gesetzt wird. Diese Kurve konnte durch folgende Beziehung angenähert werden:

$$\tau_\nu = \exp \left[- \frac{11,72 (l_{\nu,T} c^*)}{\sqrt{1 + 281 (l_{\nu,T} c^*)}} \right]. \quad (20)$$

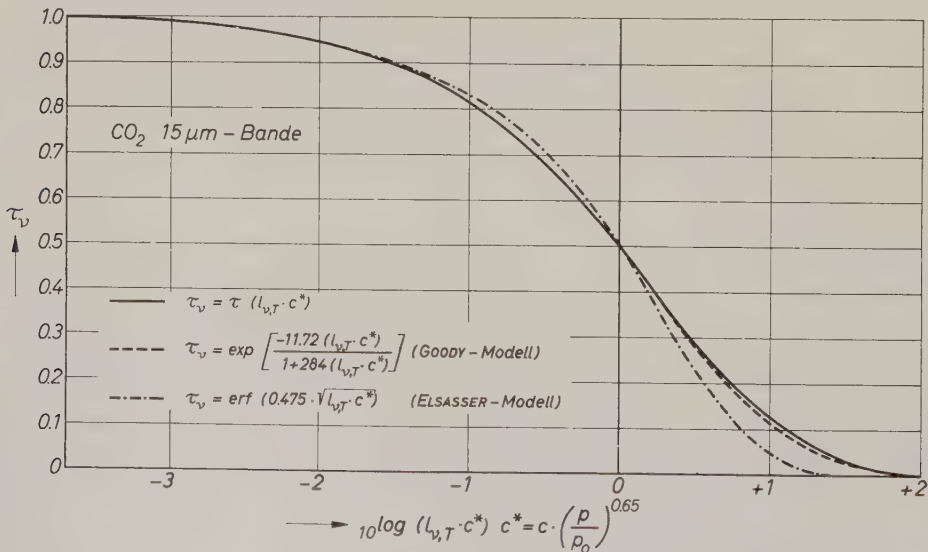


Abb. 5. Transmissionsfunktion τ_ν für die 15 μm -Bande des Kohlendioxides

Die Form dieser Gleichung leitete GOODY [11] für ein Bandenmodell mit statistischer Verteilung der Linien ab. In hochaufgelösten Spektren der $15\text{ }\mu\text{m}$ -Bande konnte jedoch gezeigt werden, daß die Linien gleichmäßig angeordnet sind. Daher müßte eigentlich eine entsprechende Gleichung für das von ELSASSER [10] entwickelte Bandenmodell die empirisch gefundene Beziehung noch besser beschreiben. Wie ein Vergleich der entsprechenden Kurven in der Abb. 5 zeigt, ist dies jedoch nicht der Fall.

Um eine höhere spektrale Auflösung zu erhalten, wurden mit der empirisch gefundenen Transmissionsfunktion nachträglich von 20 gemessenen Spektren [21] generalisierte Absorptionskoeffizienten bestimmt. Die Mittelwerte für jedes Intervall sind in der Abb. 6, verbunden durch eine Kurve ($T = 300^\circ\text{K}$), aufgetragen.

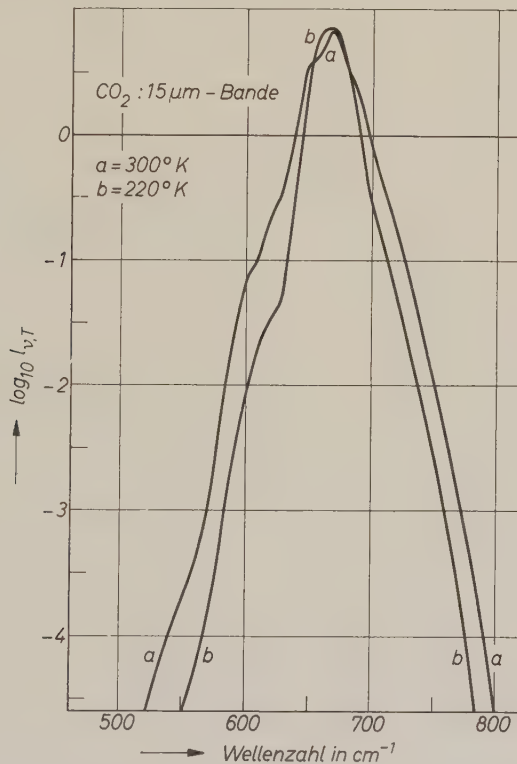


Abb. 6. Generalisierte Absorptionskoeffizienten $l_{v,T}$ für die $15\text{ }\mu\text{m}$ -Bande des CO_2

Für die Berechnung der generalisierten Absorptionskoeffizienten für tiefere Temperaturen wurden die Korrekturfaktoren aus den von YAMAMOTO und SASAMORI [26] berechneten Absorptionsspektren der $15\text{ }\mu\text{m}$ -Bande abgeleitet. Der Vergleich der so gefundenen Werte für $T = 220^\circ\text{K}$ mit denen für 300°K in der Abb. 6 zeigt eine leichte Zunahme der Absorption mit abnehmender Temperatur im Bandenzentrum und eine Abnahme in den Bandenflügeln. Das Absorptionsvermögen der ganzen Bande wird dabei insgesamt geringer.

Für eine Kontrolle der Gültigkeit der abgeleiteten Transmissionsfunktionen sind in der Tab. 1 experimentell [21] ermittelte Werte des mittleren Absorptionsvermögens von CO_2 im Spektralintervall von 500 cm^{-1} bis 830 cm^{-1} solchen gegenübergestellt, die mit der abgeleiteten Transmissionsfunktion für den gleichen Druck und die gleiche absorbierende

Tabelle 1. Vergleich von gemessenen [21] und berechneten Werten der Absorptionsvermögens des CO₂ in der 15 µm-Bande (20 µm – 12 µm)

c cm STP	p _e mm Hg	∫ A _v dv / Δv		c cm STP	p _e mm Hg	∫ A _v dv / Δv	
		gem.	ber.			gem.	ber.
0,186	15,9	0,023	0,027	46,4	307	0,385	0,365
0,186	50,5	0,032	0,038	48,1	130	0,373	0,374
0,748	64,5	0,072	0,083	193	415	0,524	0,520
5,73	63,6	0,170	0,190	193	755	0,551	0,543
11,5	31,5	0,187	0,207	338	430	0,567	0,561
11,5	307	0,303	0,320	338	770	0,585	0,585

Gasmenge berechnet wurden. Hierbei zeigt es sich, daß mit abnehmender Absorption die Differenz zwischen den gemessenen und den berechneten Werten zunimmt. Diese systematische Abweichung beruht wohl in erster Linie darauf, daß für alle Bereiche der Bande die Druckkorrektur mit $r = 0,65$ erfolgte.

Ein einfacher Vergleich von vier gemessenen Spektren mit den entsprechenden berechneten Spektren in der Abb. 7 zeigt, daß die Absorption im Bandenzentrum etwas zu groß berechnet wird. Für diese Spektralbereiche, die bei geringer Kohlendioxidmenge allein für die Absorption der CO₂-Bande verantwortlich sind, wäre eine Druckreduktion mit etwas größerem Exponenten besser (vgl. Abb. 4 für 625 cm⁻¹ bis 675 cm⁻¹).

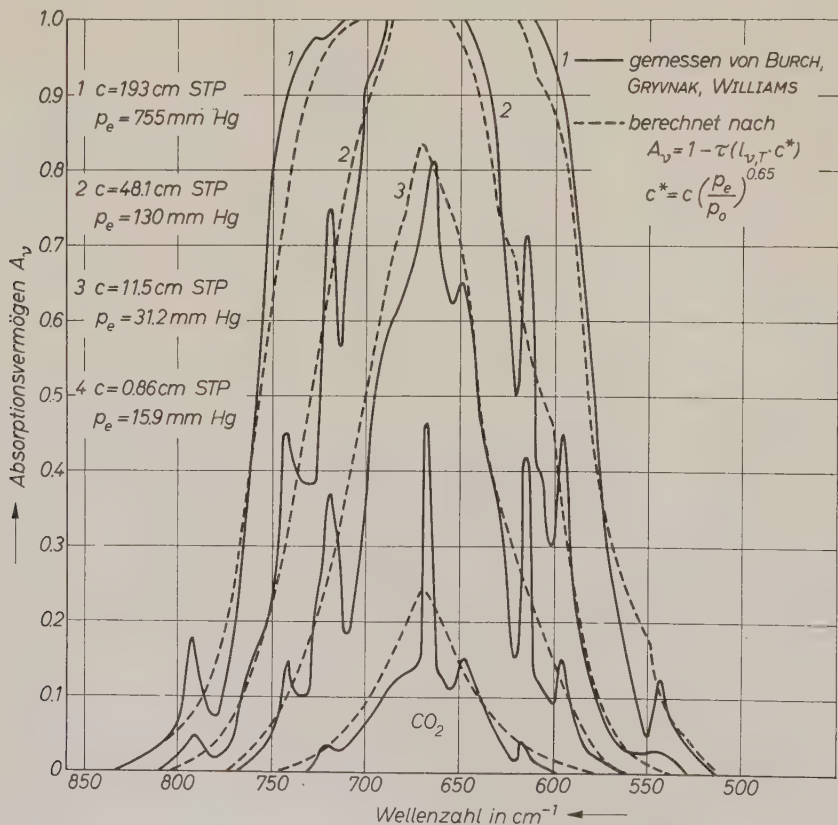


Abb. 7. Vergleich von gemessenen Spektren [21] der 15 µm-Bande des CO₂ mit mittels der Transmissionsfunktion berechneten Spektren

4.2.2. Wasserdampf

a) Rotationsbande ($800\text{ cm}^{-1} - 500\text{ cm}^{-1}$; $12,5\text{ }\mu\text{m} - 50,0\text{ }\mu\text{m}$). Zur Bestimmung einer Transmissionsfunktion wurden die in der Abb. 1 gezeigten Kurven des mittleren Absorptionsvermögens des H_2O in sieben Spektralintervallen ebenfalls im Punkte $\tau = 0,5$ bei $\frac{u_{v,T}^*}{u^*} = 1$ zum Schnitt gebracht. Dabei ist $u_{v,T}^*$ diejenige Wasserdampfmenge, bei der in jedem Intervall 50% der einfallenden Strahlung absorbiert werden. Die sieben Kurven haben einen nur

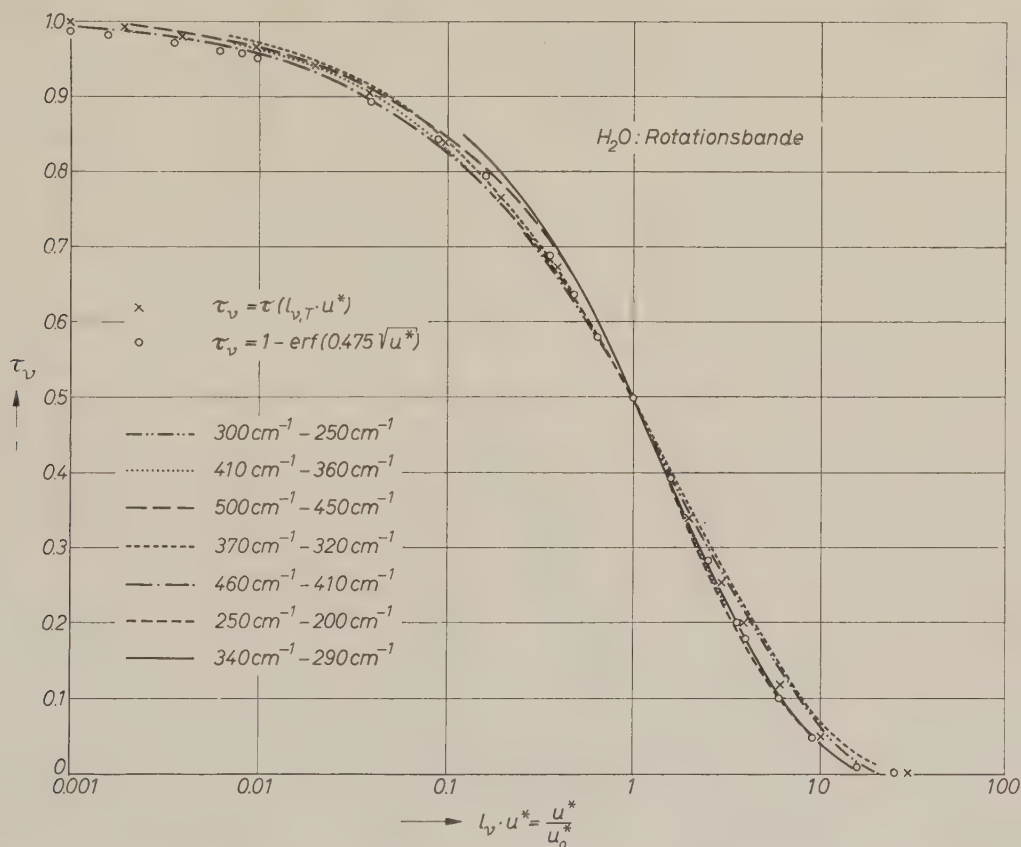


Abb. 8. Transmissionsfunktion τ_v (angedeutet durch Kreuze $\times$) für die Rotationsbande des H_2O

wenig voneinander abweichenden Verlauf (Abb. 8), so daß eine mittlere Kurve (angedeutet durch Kreuze $\times$) in guter Näherung die gesuchte Transmissionsfunktion darstellt.

Diese Kurve weicht nur geringfügig von einer durch die Gleichung

$$\tau_v = 1 - \text{erf}(0,475 \sqrt{l_{v,T} u^*}) \quad (21)$$

beschriebenen Kurve ab. Hierin sind

$$u^* = u \left(\frac{p}{p_0} \right)^{0,72} \quad (15)$$

die auf den Druck p_0 reduzierte Wasserdampfmenge und

$$\operatorname{erf}(x)=\frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-x^2} d x \tag{22}$$

das Wahrscheinlichkeitsintegral.

Die Form der Gleichung (21) leitete ELSASSER als Approximationsformel für starke Absorption in einem Spektralintervall mit Linien gleicher Intensität und gleichem gegenseitigen Abstand ab. Das hier gefundene Ergebnis, daß die Rotationsbande in guter Näherung mit einem solchen Bandenmodell beschrieben werden kann, bestätigte auch GODSON [27] in seinen Untersuchungen des Durchlässigkeitsvermögens von Wasserdampf im Infraroten.

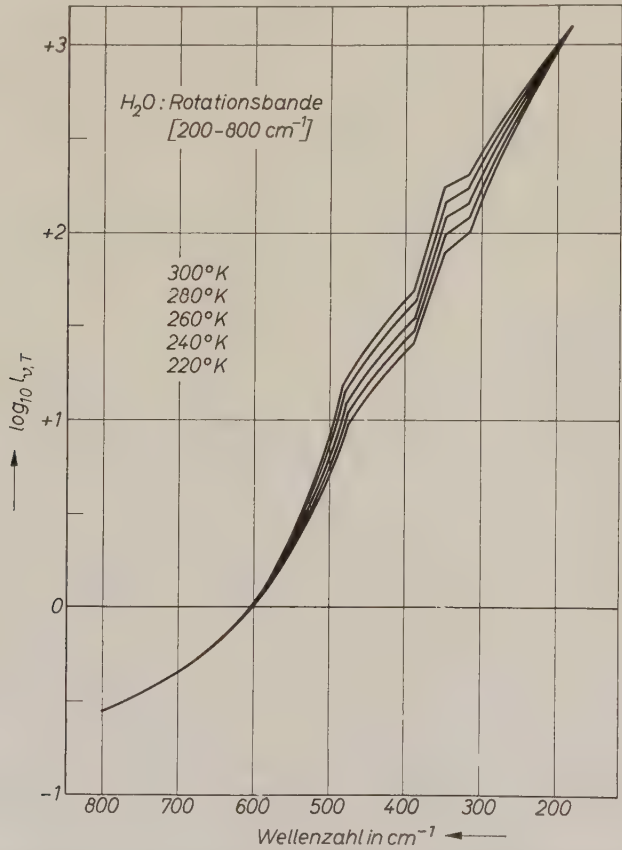


Abb.9. Generalisierte Absorptionskoeffizienten $l_{v,T}$ für die Rotationsbande des H_2O

Die generalisierten Absorptionskoeffizienten $l_{v,T} = 1/u^*_{v,T}$ sind als Kurve ($T = 300^\circ K$) in Abb.9 aufgetragen. Die Kurven für tiefere Temperaturen wurden unter Verwendung der von YAMAMOTO [14] berechneten generalisierten Absorptionskoeffizienten des Wasserdampfes bestimmt.

Für den Spektralbereich von 800 cm^{-1} bis 500 cm^{-1} wurde $l_{v,T}$ unter Verwendung der Kurve τ_v in der Abb.8 aus Messungen des Spektrums der atmosphärischen Gegenstrahlung ermittelt, die BOLLE und seine Mitarbeiter [6] mit einem Gitterspektrographen ausführten.

Die gefundenen Werte weichen nur geringfügig von denen ab, die YAMAMOTO für das ELSASSER-Bandenmodell [14] berechnete. Da im Bereich zwischen $13,5 \mu\text{m}$ und $18,5 \mu\text{m}$ das Spektrum der atmosphärischen Gegenstrahlung praktisch nur von der $15 \mu\text{m}$ -Bande des CO_2 bestimmt ist, wurden Werte von $l_{\nu,T}$ durch graphische Interpolation festgelegt.

Vergleiche zwischen Werten des mittleren Durchlässigkeitsvermögens von 50 cm^{-1} breiten Intervallen, die experimentell von PALMER [18] und mit der abgeleiteten Transmissionsfunktion ermittelt wurden, ergaben Abweichungen der berechneten von den gemessenen Werten um nicht mehr als -5% bis $+8\%$.

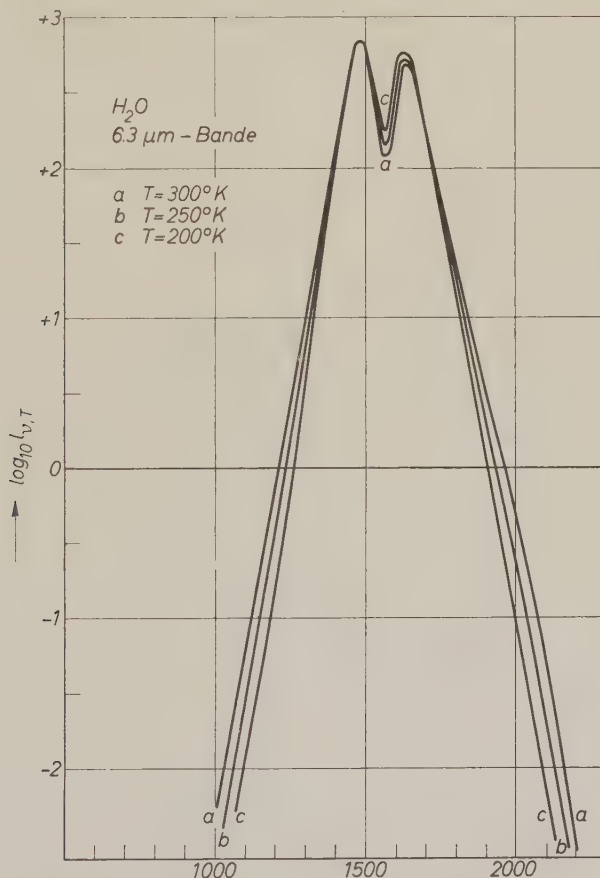


Abb. 10. Generalisierte Absorptionskoeffizienten $l_{\nu,T}$ für die $6,3 \mu\text{m}$ -Bande des H_2O

b) Rotationsschwingungsbande bei $6,3 \mu\text{m}$ ($2200 \text{ cm}^{-1} - 1000 \text{ cm}^{-1}$; $4,55 \mu\text{m} - 10,0 \mu\text{m}$). HOWARD, BURCH und WILLIAMS [19] leiteten aus ihren umfangreichen Messungen der spektralen Absorption des H_2O zwischen $1,1 \mu\text{m}$ und etwa $8 \mu\text{m}$ für den Druck $p_0' = 740 \text{ mm Hg}$ eine generalisierte Transmissionsfunktion ab. Es ist leider nicht bekannt, wie breit sie die Spektralintervalle innerhalb der verschiedenen Banden wählten. Diese Transmissionsfunktion genügt folgender Gleichung:

$$\tau_{\nu} = \exp \left[- \frac{1,97 (l_{\nu,T} u^*)}{\sqrt{1 + 6,57 (l_{\nu,T} u^*)}} \right] \quad (23)$$

Dies bestätigt die Anwendbarkeit des GOODYschen Bandenmodelles zur Beschreibung der Absorption des Wasserdampfes in den Banden bei Wellenlängen $< 8 \mu\text{m}$.

Die $l_{\nu,T}$ wurden für den Druck $p_0' = 740 \text{ mm Hg}$ von denselben Autoren [19] bestimmt. Um jedoch eine generalisierte Transmissionsfunktion unter der Beibehaltung der obigen Beziehung (23) für den Druck $p_0 = 760 \text{ mm Hg}$ zu erhalten, mußten die $l_{\nu,T}$ von [19] mit dem Faktor

$$\left(\frac{760}{740}\right)^{0,72} = 1,019$$

multipliziert werden. Diese $l_{\nu,T}$ sind in der Abb. 10 für $T = 300^\circ\text{K}$ abgebildet.

Die Kurven für $T < 300^\circ\text{K}$ wurden nach Angaben von WEXLER und KAPLAN [28] berechnet. Diese Autoren ermittelten Werte des Temperaturfaktors y_T [Gl. (9) im Abschnitt 3,2] für 50 cm^{-1} breite Intervalle innerhalb der $6,3 \mu\text{m}$ -Bande für den Temperaturbereich von

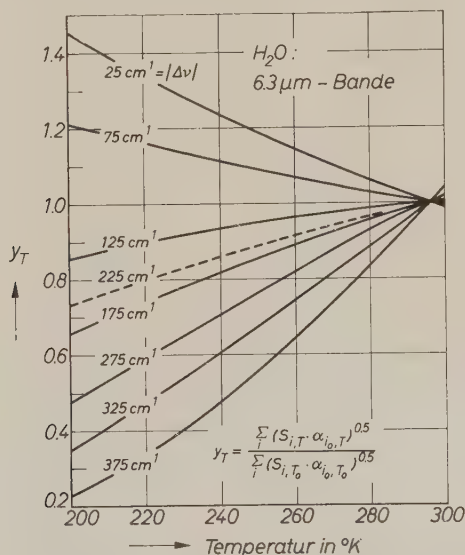


Abb. 11. Korrekturfaktor y_T zur Berechnung von $l_{\nu,T}$ für verschiedene Temperaturen nach Gl. (12)

200°K bis 300°K . Diese Werte sind in Abhängigkeit der Differenz $\Delta\nu$ zwischen der Wellenzahl ν der Intervallsmitte und des Bandenzentrums (angenommen: $\nu_0 = 1600 \text{ cm}^{-1}$) in der Abb. 11 wiedergegeben.

Der Kurvenverlauf läßt erkennen, daß zwar mit abnehmender Temperatur die Absorption im Zentrum der Bande zunimmt. Die Absorption in der ganzen Bande nimmt jedoch ab.

Vergleiche von gemessenen und berechneten Werten des mittleren Absorptionsvermögens von H_2O im Spektralintervall von 1140 cm^{-1} bis 2140 cm^{-1} zeigen wie bei der $15 \mu\text{m}$ -Bande des CO_2 , daß die berechneten Werte geringfügig größer sind (Tab. 2). Dies ist wiederum auf die Überbestimmung der Absorption im Bereich des Bandenzentrums durch die für die ganze Bande angewandte einheitliche Druckreduktion zurückzuführen (Abb. 12).

c) *Fensterbereich zwischen $8,5 \mu\text{m}$ und $12,5 \mu\text{m}$.* Zur Berechnung der Absorption durch den Wasserdampf im Fensterbereich um $10 \mu\text{m}$ wurden die von ROACH und GOODY [20] verwendeten Absorptionskoeffizienten übernommen, die diese zur Deutung ihrer Messungen des

Tabelle 2. Vergleich von gemessenen [19] und berechneten Werten des Absorptionsvermögens des H_2O in der $6,3 \mu m$ -Bande ($1140 \text{ cm}^{-1} - 2140 \text{ cm}^{-1}$; $8,77 \mu m - 4,67 \mu m$)

u g cm^{-2}	p_e mm Hg	$\int A_\nu d\nu/\Delta\nu$	
		gemessen	berechnet
0,021	12,5	0,130	0,123
0,021	57,5	0,184	0,206
0,043	55,0	0,260	0,275
0,085	57,5	0,346	0,344
0,086	136	0,395	0,408
0,172	128	0,457	0,474
0,344	295	0,571	0,602
0,687	746	0,719	0,718

atmosphärischen Absorptionsspektrums und Emmissionsspektrums benutzen. Sie deuteten die Absorption durch die Überlagerung eines Kontinuums mit einzelnen Linien.

Die Kontinuumsabsorption, für die das Durchlässigkeitsvermögen $\tau_{\nu,K}$ eines Spektralintervalles $\Delta\nu$ nach dem BOUGUER-LAMBERTSchen Gesetz gleich

$$\tau_{\nu,K} = \exp[-\beta_\nu u^*] \quad (24)$$

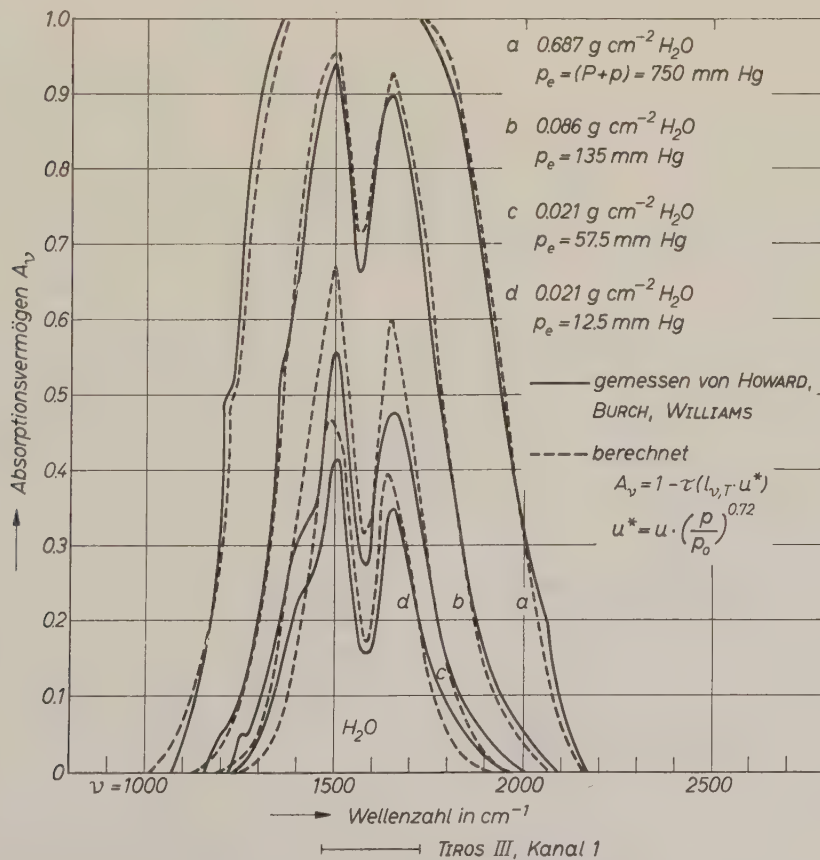


Abb. 12. Vergleich von gemessenen [19] Spektren der $6,3 \mu m$ -Bande des H_2O mit mittels der Transmissionsfunktion τ_ν berechneten Spektren

ist, übertrifft die Absorption in vielen schwachen Linien so, daß diese in Emissionsspektren der Atmosphäre nicht mehr zu finden sind [29]. Sie wird verursacht durch die Flügel der starken Rotationslinien des H_2O .

Die Absorption in den wenigen starken Linien kann angenähert durch die Approximationsformel für starke Absorption innerhalb eines Intervalles, in dem die Linien statistisch verteilt sind, beschrieben werden. Danach ist

$$\begin{aligned}\tau_{\nu,L} &= \exp \left[-\frac{1}{d} \sqrt{\pi \alpha_0 S u^*} \right] \\ &= \exp [-\eta_{\nu} \sqrt{u^*}],\end{aligned}\tag{25}$$

wobei d , α_0 und S der mittlere Linienabstand, die mittlere Halbwertsbreite und die mittlere Linienintensität sind. Für diese Linienabsorption sollte die lineare Druckreduktionsformel (8) gültig sein.

Das gesamte Durchlässigkeitsvermögen eines Spektralintervalles mit Linien- und Kontinuumsabsorption ist dann gleich dem Produkt:

$$\tau_{\nu} = \tau_{\nu,K} \cdot \tau_{\nu,L} = \exp [-\beta_{\nu} u^* - \eta_{\nu} \sqrt{u^*}].\tag{26}$$

Das Verhalten von τ_{ν} (26) im Fenster bei Druckänderungen ist bis jetzt durch direkte Messungen oder Berechnungen noch nicht geklärt. Da jedoch die Spektralbereiche der Kanäle 2 und 4 sowohl Teile der beiden Wasserdampfbanden als auch den Fensterbereich enthalten, müssen Berechnungen der druckreduzierten Wasserdampfmenge u^* mit dem gleichen Exponenten erfolgen. Wegen der insgesamt geringen Absorption sind auch die dadurch entstehenden Fehler gering.

Tabelle 3. Absorptionskoeffizienten β_{ν} und η_{ν} für den Wasserdampf im Spektralbereich zwischen $8,5 \mu\text{m}$ und $12,5 \mu\text{m}$

Spektralintervall cm^{-1}	β_{ν}	η_{ν}
1198 — 1149	0,100	0,088
1149 — 1100	0,085	0,065
1100 — 948	Ozon	Ozon
945 — 908	0,070	0,043
908 — 871	0,075	0,055
853 — 814	0,080	0,070
814 — 778	0,090	0,187

Die Werte von β_{ν} und η_{ν} in Tab.3 gaben in den Untersuchungen von ROACH und GOODY eine gute Übereinstimmung mit den Messungen.

4.2.3. $9,6 \mu\text{m}$ -Bande des Ozons

Für die $9,6 \mu\text{m}$ -Bande des Ozons lagen weder neuere theoretische noch neuere experimentelle Ergebnisse über die spektrale Absorption sowie deren Temperaturabhängigkeit vor.

Eine generalisierte Transmissionsfunktion in der für H_2O - und CO_2 -Banden gewonnenen Form konnte daher für diese Bande nicht abgeleitet werden.

Bei späteren Strahlungsstromberechnungen (Teil II) wird das Durchlässigkeitsvermögen der ganzen Bande zwischen $8,8 \mu m$ und $10,6 \mu m$ berücksichtigt, wie es Gleichung (18) gibt.

Literatur

1. TIROS III Radiation Data User's Manual (1962), by Staff Members of NASA's Meteorology and Aeronomy Division, Goddard Space Flight Center, Greenbelt, Md.
2. M. MIGEOTTE, L. NEVEN und J. SWENSSON (1956), The Solar Spectrum from 2.8 to 23.7 Microns, Part I, Photometric Atlas; Part II, Measures and Identification; Memoires de la Soc. Roy. des Sciences de Liège, Spec. Vol. No. 1.
3. G. HERZBERG (1945), Molecular Spectra and Molecule Structure, II. Infrared and Raman Spectra of Polyatomic Molecules. D. van Nostrand Comp., Inc., Princeton, N. J.
4. G. N. PLASS und D. I. FIVEL (1953), Influence of Doppler Effect and Damping on Line Absorption Coefficients and Atmospheric Radiation Transfer. *Astroph. J.* **117**, 225–233.
5. A. R. CURTIS und R. M. GOODY (1952), Thermal Radiation of the Upper Atmosphere. *Proc. Roy. Soc. [London], Ser. A* **236**, 193–206.
6. H.-J. BOLLE, F. MÖLLER und W. ZDUNKOWSKI (1963), Investigation of the Infrared Emission Spectrum of the Atmosphere and Earth. Techn. Rep. No. 2, Contract AF 61(052)–488, Ludw.-Max.-Univ., Met. Institut, München.
7. L. D. KAPLAN (1959), A Method for Calculation of Infrared Flux for Use in Numerical Models of Atmospheric Motion. *Atm. and Sea in Motion*, ROSSBY Mem. Vol., edited by B. BOLIN, Oxford University Press.
8. W. S. BENEDICT und L. D. KAPLAN (1959), Calculations of Linewidths in H_2O-N_2 Collisions. *J. chem. Physics* **30**, 388–399.
9. R. LADENBURG und F. REICHE (1913), Über selektive Absorption. *Ann. Physik* **42**, 181.
10. W. M. ELSASSER, und M. F. CULBERTSON (1960), Atmospheric Radiation Tables. *Meteor. Monogr.* **4**.
11. R. M. GOODY (1952), A Statistical Model for Water Vapor Absorption. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* **78**, 165–169.
12. G. N. PLASS (1963), Spectral Band Absorptance for Atmospheric Slant Paths. *Appl. Opt.* **2**, 515–526.
13. D. J. WYATT, V. R. STULL und G. N. PLASS (1962), Quasi-Random Model for Band Absorption. *J. opt. Soc. America* **52**, 1209–1213.
14. G. YAMAMOTO (1952), On a Radiation Chart. *Sci. Rep. Tohoku Univ., Series 5, Geoph.* **4**, 9–23.
15. D. J. WYATT, V. R. STULL und G. N. PLASS (1962 und 1963) Infrared Transmission Studies, Fin. Rep.: II, The Infrared Absorption of Water Vapor. III, The Infrared Absorption of Carbon Dioxide. Aeronutr. Div., Ford Motor Comp., Newport Beach, Calif.
16. G. N. PLASS (1963), The Influence of Numerous Weak Lines on the Absorptance of a Spectral Band. Aeronutr. Div., Ford Motor Comp., Newport Beach, Calif.
17. D. E. BURCH, D. GRYVNAK, E. S. SINGLETON, W. L. FRANCE und D. WILLIAMS (1962), Infrared Absorption by Carbon Dioxide, Water Vapor, and Minor Constituents, Opt. Phys. Lab. Proj. 8603, AFCLRL-62-648, Contract No. AF 19(604)–2633, Office of Space Res., USAF.
18. C. H. PALMER JR. (1960), Experimental Transmission Function for the Pure Rotation Band of Water Vapor. *J. opt. Soc. America* **50**, 1232–1242.
19. J. N. HOWARD, D. E. BURCH und D. WILLIAMS (1956), Infrared Transmission of Synthetic Atmospheres. *J. opt. Soc. America* **46**, 186, 237, 242, 334, 452.
20. W. T. ROACH und R. M. GOODY (1958), Absorption and Emission in the Atmospheric Window from 770 to $1,250 \text{ cm}^{-1}$. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* **84**, 319–333.
21. D. E. BURCH, D. GRYVNAK und D. WILLIAMS (1960), Infrared Absorption by Carbon Dioxide. The Ohio State Univ., Res. Found., Columbus 12, Ohio. Sci. Rep. No. 2, Contr. No. AF 19(604)–2633.
22. F. MÖLLER und S. MANABE (1961), On the Radiative Equilibrium and Heat Balance of the Atmosphere. *Mon. Weath. Rev.* **89**, 503–532.

23. C. D. WALSHAW (1957), Integrated Absorption by the 9.6μ — Band of Ozone. Quart. J. Roy. Meteor. Soc. **83**, 316—321.
24. H. K. PAETZOLD und P. PISCALAR (1961), Meridionale Ozonverteilung und stratosphärische Zirkulation. Naturwissenschaften **48**, 474.
25. W. M. ELSASSER und J. I. KING (1953), Transmission Data for the Far Infrared Bands of Carbon Dioxide and Ozone. Techn. Rep. AF 19(122) — 392, Contract No. AF 19(122) — 392.
26. G. YAMAMOTO und T. SASAMORI (1961), Further Studies on the Absorption by the 15-Micron Carbon Dioxide Bands. Sci. Rep. Tohoku Univ., Series 5, Geoph., **13**.
27. W. L. GODSON (1962), Infrared Transmission by Water Vapor. Part I: The Use of Spectroscopic Data. Part II: The Use of Laboratory Data. Arch. Meteorol., Geophysik Bioklimatol. Ser. B **12**, 1—18, 196—223.
28. R. WEXLER und L. D. KAPLAN (1962), Simulated Satellite Observations of Atmospheric Infrared Radiation (unveröffentlichte Mitteilung).
29. H.-J. BOLLE (1964), Calculations and Measurements of Spectral Sky Emission. Vortrag beim Intern. Symp. on Rad. Processes, 5.—12. Aug. in Leningrad.

Anhang

Tabellen der generalisierten Transmissionsfunktionen und der generalisierten Absorptionskoeffizienten

1. Wasserdampf (vgl. Abschnitt 4.2.2)

Tabelle A1. Dekadische Logarithmen der generalisierten Absorptionskoeffizienten für die $6,3 \mu\text{m}$ -Bande
($4,7 \mu\text{m}$ bis $8,6 \mu\text{m}$)

ν cm^{-1}	300 °K	280 °K	260 °K	240 °K	220 °K	200 °K
1160	0,38—1	0,30—1	0,19—1	0,04—2	0,90—2	0,72—2
1200	0,80—1	0,72—1	0,60—1	0,45—1	0,32—1	0,15—1
1240	0,25	0,16	0,06	0,96—1	0,80—1	0,62—1
1280	0,66	0,60	0,53	0,46	0,34	0,22
1320	0,10+1	0,06+1	0,02+1	0,95	0,88	0,80
1360	0,58+1	0,56+1	0,52+1	0,48+1	0,44+1	0,40+1
1400	0,08+2	0,08+2	0,08+2	0,06+2	0,06+2	0,00+2
1440	0,50+2	0,48+2	0,46+2	0,44+2	0,40+2	0,37+2
1480	0,86+2	0,84+2	0,80+2	0,80+2	0,80+2	0,80+2
1520	0,76+2	0,80+2	0,80+2	0,80+2	0,80+2	0,82+2
1560	0,20+2	0,22+2	0,25+2	0,30+2	0,35+2	0,40+2
1580	0,08+2	0,10+2	0,15+2	0,18+2	0,22+2	0,26+2
1600	0,16+2	0,25+2	0,30+2	0,36+2	0,44+2	0,50+2
1640	0,70+2	0,72+2	0,74+2	0,76+2	0,78+2	0,78+2
1680	0,56+2	0,56+2	0,56+2	0,56+2	0,56+2	0,56+2
1720	0,20+2	0,20+2	0,20+2	0,20+2	0,20+2	0,20+2
1760	0,80+1	0,76+1	0,74+1	0,72+1	0,68+1	0,66+1
1800	0,45+1	0,40+1	0,35+1	0,33+1	0,30+1	0,25+1
1840	0,00+1	0,98	0,96	0,94	0,90	0,85
1880	0,66	0,62	0,57	0,52	0,44	0,40
1920	0,36	0,30	0,24	0,15	0,04	0,90—1
1960	0,06	0,00	0,90—1	0,76—1	0,64—1	0,48—1
2000	0,75—1	0,62—1	0,50—1	0,37—1	0,23—1	0,03—1
2040	0,31—1	0,22—1	0,10—1	0,97—2	0,82—2	0,60—2
2080	0,90—2	0,80—2	0,70—2	0,55—2	0,38—2	0,15—2
2120	0,46—2	0,36—2	0,25—2	0,10—2	0,95—3	0,80—3

Tabelle A2

Dekadische Logarithmen der generalisierten Absorptionskoeffizienten $l_{\nu,T}$ für die Rotationsbande
(12,5 μm — 50,0 μm)

ν cm^{-1}	300°K	280°K	260°K	240°K	220°K
800	0,45—1	0,45—1	0,45—1	0,45—1	0,45—1
760	0,52—1	0,52—1	0,52—1	0,52—1	0,52—1
720	0,61—1	0,61—1	0,61—1	0,61—1	0,61—1
680	0,72—1	0,72—1	0,72—1	0,72—1	0,72—1
640	0,84—1	0,84—1	0,84—1	0,84—1	0,84—1
600	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00
560	0,28	0,27	0,26	0,25	0,24
520	0,72	0,68	0,65	0,61	0,57
480	0,17+1	0,10+1	0,02+1	0,96	0,90
440	0,44+1	0,36+1	0,30+1	0,22+1	0,16+1
400	0,63+1	0,55+1	0,50+1	0,40+1	0,34+1
360	0,04+2	0,96+1	0,88+1	0,80+1	0,70+1
320	0,30+2	0,22+2	0,14+2	0,06+2	0,98+1
280	0,54+2	0,48+2	0,42+2	0,37+2	0,32+2
240	0,78+2	0,75+2	0,72+2	0,69+2	0,66+2
200	0,00+3	0,00+3	0,00+3	0,00+3	0,00+3

Tabelle A3

Generalisierte Transmissionsfunktionen $\tau_{\nu} = \tau$ (ARG) für die 6,3 μm -Banden und die Rotationsbanden
[ARG = $\log_{10} l_{\nu,T} u^$]*

ARG	6,3	Rot.	ARG	6,3	Rot.	ARG	6,3	Rot.
0,8—4	1,000	1,000	0,5—2	0,944	0,918	0,2+0	0,395	0,398
0,9	1,000	0,998	0,6	0,932	0,905	0,3	0,353	0,345
0,0—3	1,000	0,995	0,7	0,918	0,890	0,4	0,310	0,298
0,1	1,000	0,994	0,8	0,900	0,875	0,5	0,265	0,244
0,2	1,000	0,992	0,9	0,880	0,855	0,6	0,226	0,200
0,3	1,000	0,990	0,0—1	0,857	0,835	0,7	0,188	0,160
0,4	0,998	0,987	0,1	0,833	0,815	0,8	0,150	0,122
0,5	0,995	0,985	0,2	0,804	0,790	0,9	0,118	0,095
0,6	0,993	0,983	0,3	0,773	0,763	0,0+1	0,080	0,067
0,7	0,990	0,978	0,4	0,737	0,737	0,1	0,067	0,047
0,8	0,987	0,975	0,5	0,700	0,708	0,2	0,048	0,028
0,9	0,984	0,970	0,6	0,664	0,675	0,3	0,033	0,015
0,0—2	0,980	0,964	0,7	0,622	0,635	0,4	0,022	0,005
0,1	0,975	0,958	0,8	0,575	0,595	0,5	0,014	0
0,2	0,969	0,950	0,9	0,533	0,548	0,6	0,009	0
0,3	0,962	0,942	0,0+0	0,488	0,500	0,7	0,005	0
0,4	0,954	0,930	0,1	0,441	0,450	0,8	0	0

2. Kohlendioxid (vgl. Abschnitt 4.2.1)

Tabelle A4. Dekadische Logarithmen der generalisierten Absorptionskoeffizienten für die 15 μm -Bande (12,5 μm –19,2 μm)

ν cm^{-1}	300°K	260°K	240°K	220°K
520	0,43–5	0,33–5	0,00–6	0,85–6
540	0,08–4	0,75–5	0,45–5	0,25–5
560	0,68–4	0,40–4	0,08–4	0,83–5
580	0,78–3	0,38–3	0,08–3	0,85–4
600	0,92–2	0,54–2	0,24–2	0,98–3
620	0,43–1	0,18–1	0,88–2	0,60–2
640	0,08	0,96–1	0,80–1	0,65–1
660	0,73	0,78	0,83	0,88
680	0,68	0,70	0,73	0,78
700	0,03–1	0,96–1	0,78–1	0,58–1
720	0,35–1	0,28–1	0,13–1	0,91–2
740	0,65–2	0,48–2	0,28–2	0,98–3
760	0,73–3	0,58–3	0,33–3	0,05–3
780	0,73–4	0,58–4	0,28–4	0,80–5
800	0,48–5	0,28–5	0,05–5	0,80–6

Tabelle A5. Generalisierte Transmissionsfunktion $\tau_\nu = \tau(\text{ARG})$ für die 15 μm -Bande
[ARG = $\log_{10}(l_{\nu,T} c^*)$]

ARG	τ_ν	ARG	τ_ν	ARG	τ_ν	ARG	τ_ν
0,5–4	1,000	0,0–2	0,942	0,5–1	0,693	0,0+1	0,130
0,6–4	0,997	0,1	0,935	0,6	0,660	0,1	0,105
0,7	0,995	0,2	0,927	0,7	0,625	0,2	0,085
0,8	0,993	0,3	0,918	0,8	0,585	0,3	0,065
0,9	0,990	0,4	0,903	0,9	0,545	0,4	0,050
0,0–3	0,988	0,5	0,895	0,0+0	0,500	0,5	0,037
0,1	0,985	0,6	0,882	0,1	0,460	0,6	0,027
0,2	0,982	0,7	0,868	0,2	0,420	0,7	0,020
0,3	0,978	0,8	0,853	0,3	0,378	0,8	0,013
0,4	0,975	0,9	0,837	0,4	0,332	0,9	0,008
0,5	0,972	0,0–1	0,819	0,5	0,295	0,0+2	0,005
0,6	0,966	0,1	0,800	0,6	0,257	0,1	0,003
0,7	0,960	0,2	0,778	0,7	0,220	0,2	0
0,8	0,955	0,3	0,752	0,8	0,187	0,3	0
0,9	0,950	0,4	0,725	0,9	0,157	0,4	0

3. Ozon (vgl. Abschnitt 4.2.3)

Tabelle A6. Durchlässigkeitsvermögen des Ozons in der 9,6 μm -Bande zwischen 8,8 μm und 10,6 μm (1140 cm^{-1} –940 cm^{-1}) in Abhängigkeit von $\log_{10} m^* = \lg m^*$

$\lg m^*$	τ	$\lg m^*$	τ	$\lg m^*$	τ	$\lg m^*$	τ
0,3–4	1,000	0,1–3	0,981	0,9–3	0,924	0,7–2	0,788
0,4	0,998	0,2	0,977	0,0–2	0,912	0,8	0,764
0,5	0,996	0,3	0,973	0,1	0,898	0,9	0,740
0,6	0,995	0,4	0,967	0,2	0,883	0,0–1	0,717
0,7	0,993	0,5	0,961	0,3	0,867	0,1	0,695
0,8	0,990	0,6	0,953	0,4	0,850	0,2	0,675
0,9	0,988	0,7	0,945	0,5	0,830	0,3	0,655
0,0–3	0,985	0,8	0,935	0,6	0,810	0,4	0,635

Teil II

Mit 19 Abbildungen
(Eingegangen am 3. April 1965)

1. Einführung und Problemstellung

Der meteorologische Satellit TIROS III (*Television and Infra-Red Observation Satellite*) der Weltraumbehörde (NASA) der Vereinigten Staaten von Amerika wurde am 12. Juli 1961 in eine Umlaufbahn um die Erde gebracht. Wie sein Vorgänger TIROS II [1] hatte er Strahlungsempfänger an Bord, mit denen die von der Erde und ihrer Atmosphäre in den Weltraum reflektierte und emittierte (kurz- und langwellige) Strahlung gemessen werden konnte. Diese Experimente lieferten erste Meßwerte über den Anteil der in verschiedenen Spektralbereichen ausgesandten Strahlungsenergie.

Meßwerte der reflektierten kurzwelligen Strahlung ($0,3 \mu\text{m}$ bis $4 \mu\text{m}$) können nur auf der sonnenbeschienenen Seite der Erdoberfläche gewonnen werden, sofern man vom Nachthimmelslicht und von der geringen Wärmestrahlung der Atmosphäre und der Erdoberfläche absieht. Die Luftmoleküle, Schwebeteilchen in der Luft, Wolkenoberflächen und der Erdboden selbst reflektieren einen großen Teil der einfallenden Sonnenstrahlung in den Weltraum. Nur die unterhalb $0,3 \mu\text{m}$ einfallende Strahlung wird fast vollkommen durch das Ozon in den Schichten zwischen 30 und 60 km Höhe absorbiert. Da die Meßwerte überwiegend vom Reflexionsvermögen des Untergrundes, der Wolken und der trübenden Bestandteile der Atmosphäre abhängig sind, kann aus ihnen ein mittleres Reflexionsvermögen, die Albedo, bestimmt werden.

Langwellige Wärmestrahlung wird von der Erdoberfläche und der Atmosphäre emittiert und an den Weltraum abgegeben. Aus Betrachtungen über den Energiehaushalt der Erdatmosphäre und der Erdoberfläche läßt sich dieser Anteil durch eine mittlere Strahlungstemperatur des Planeten Erde von 250°K charakterisieren [2]. Damit wird im Spektralbereich von 5 bis $100 \mu\text{m}$ eine Energie emittiert, die etwa 99% der Strahlungsenergie eines „Schwarzen Körpers“ dieser Temperatur entspricht.

An der Emission beteiligen sich sowohl die Erdoberfläche und Wolkenoberflächen als auch verschiedene Gase (Wasserdampf, Kohlendioxid, Ozon und in geringerem Maße Stickoxydul und Methan) und auch Schwebeteilchen in der Atmosphäre. Die Erdoberfläche und sehr dichte Wolken emittieren in diesem Spektralbereich nahezu wie schwarze Körper. Die atmosphärischen Gase dagegen emittieren selektiv.

Im Spektralbereich zwischen 8 und $13 \mu\text{m}$ absorbieren H_2O , CO_2 und O_3 nur geringfügig die vom Boden emittierte Strahlung. Aus den Meßwerten in diesem Bereich kann deshalb unter Berücksichtigung der Absorption die Strahlungstemperatur der Unterlage bestimmt werden, falls keine die Atmosphäre trübenden Partikel vorhanden sind [3]. Dabei können für CO_2 und O_3 für alle geographischen Breiten nahezu gleiche Profile der vertikalen Verteilung verwendet werden. Nur der Wasserdampf der Atmosphäre unterliegt starken zeitlichen und örtlichen Schwankungen.

MÖLLER [4] konnte zeigen, daß der die Erdatmosphäre im Spektralbereich von 6 bis 7 μm verlassende Strahlungsstrom bei vorgegebenem Temperaturprofil von der mittleren relativen Feuchtigkeit der Troposphäre bestimmt wird. Daher können Meßwerte des Strahlungsstromes in diesem Spektralbereich, die gleichzeitig mit solchen im Bereich zwischen 8 und 13 μm gewonnen wurden, als ein Maß für die mittlere relative Feuchtigkeit der Troposphäre dienen. Bei Vorgabe einer festen Wasserdampfmenge in der Stratosphäre ist hiermit die Wasserdampfmenge bestimmt worden, deren Absorption bei der Bestimmung der Oberflächentemperatur aus den Meßwerten im Fensterbereich berücksichtigt werden muß.

In diesen beiden Spektralbereichen haben Strahlungsempfänger in den Satelliten TIROS II und TIROS III die die Erdatmosphäre verlassende Strahlung gemessen. MÖLLER [5] bestimmte aus den Meßwerten des Satelliten TIROS II die mittlere relative Feuchtigkeit der Troposphäre und die Oberflächentemperatur der strahlenden Unterlage. Er verglich dabei die gemessenen Werte mit solchen, die für angenommene Modellschichtungen der Atmosphäre berechnet wurden.

Die Meßwerte des TIROS II waren aber infolge ungenügender Eichungen der Strahlungsempfänger für quantitative Aussagen ungeeignet. Daher wird in dieser Arbeit dieses Auswerteverfahren auf die genaueren Meßdaten des Satelliten TIROS III angewandt. Als Beispiel werden die während der 15. (über dem Atlanik) und der 18. Umkreisung (über Europa bis zum Indischen Ozean) gemessenen Daten ausgewählt. Diese Meßwerte sowie die aus ihnen ermittelten Werte der mittleren relativen Feuchtigkeit der Troposphäre und die Werte der Oberflächentemperatur sind in synoptischen Karten dargestellt.

2. Das TIROS-Experiment

2.1. Kurze Beschreibung des Experimentes

TIROS III umkreiste die Erde auf einer nahezu kreisförmigen Umlaufbahn [6,7], deren Ebene mit der Äquatorebene der Erde einen Winkel von nahezu 49° einschloß. Die mittlere Höhe betrug 780 km. Der Satellitenkörper trug neben zwei Fernsehkameras für Wolkenbilder noch ein Radiometer, das in fünf verschiedenen Spektralbereichen (Tab.2.1) die von der Erde und ihrer Atmosphäre in den Weltraum reflektierte und emittierte Strahlung während etwa 960 Umkreisungen gemessen hat. Diese Messungen besitzen aber nur während der ersten 110 Umkreisungen eine ausreichende Genauigkeit.

Jeder Meßkanal hatte zwei diametral gelegene Eingänge, deren optische Achse mit der Rotationsachse des Satelliten einen Winkel von 45° einschloß. Der Öffnungswinkel betrug 5° [8]. Wenn ein Eingang auf die Erdoberfläche gerichtet war, empfing der andere Strahlung aus dem Weltraum. Diese kann man gleich Null setzen, sofern nicht direkte Sonnenstrahlung einfällt. Der Meßwert ist gleich der Differenz zwischen beiden einfallenden Strahlungsströmen. Je nach der Orientierung der raumstabilisierten Rotationsachse zum Radiusvektor der Erde durch den Satelliten ist ein Eingang ständig oder sind beide Eingänge abwechselnd zur Erdoberfläche gerichtet [7].

Infolge des Öffnungswinkels von 5° werden bei vertikaler Blickrichtung des Empfängers

Tabelle 2.1. Empfindlichkeitsbereiche der fünf Meßkanäle des Radiometers im Satelliten TIROS III

	Kanal	Empfindlichkeitsbereich μm
Langwellige Strahlung	1	5,8— 6,8
	2	8,0—13,0
	4	7,5—32,5
Kurzwellige Strahlung	3	0,2— 6,0
	5	0,5— 0,7

und bei gleichmäßiger Emission des beobachteten Gebietes etwa 80% der gemessenen Strahlung aus einem kreisförmigen Gebiet auf der Erdoberfläche mit einem Durchmesser von 90 km empfangen. Mit zunehmendem Nadirwinkel, dem Winkel zwischen der optischen Achse der Empfängereingänge und dem Radiusvektor der Erde, nimmt dieses Gebiet ellipsenähnliche Gestalt an. Bei einem Nadirwinkel von 50° betragen die Länge von dessen großer Halbachse etwa 170 km und der kleinen Halbachse 80 km. Die Fläche hat sich von 6400 km^2 um das 6,7fache auf 42800 km^2 vergrößert. Dadurch ist die Auflösung des beobachteten Strahlungsfeldes der Erde beschränkt und zudem noch nadirwinkelabhängig. Die gemessenen Werte stellen somit Mittelwerte über relativ große Gebiete dar.

2.2. Spektrale Empfindlichkeit der fünf Meßkanäle

Die in den Abb. 2.1 und 2.2 wiedergegebenen Filterkurven entsprechen der spektralen Empfindlichkeit des gesamten Systems eines jeden Kanals.

2.2.1. Die Kanäle 3 und 5

Die Filter in den Kanälen 3 und 5 sind so ausgelegt (Abb. 2.1), daß sie die von der Erde und ihrer Atmosphäre in den Weltraum reflektierte kurzwellige Strahlung empfangen.

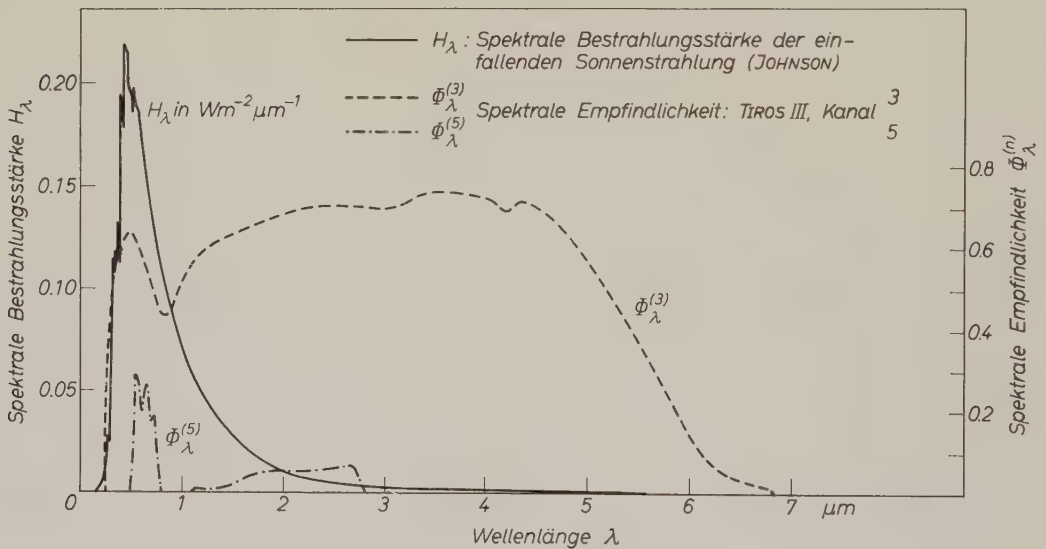


Abb. 2.1. Spektrale Empfindlichkeit $\Phi_\lambda^{(n)}$ ($n = 3$ bzw. 5) der Kanäle 3 und 5. Diese Empfindlichkeitskurven werden mit der spektralen Bestrahlungsstärke H_λ der einfallenden Sonnenstrahlung verglichen

Ogleich Kanal 3 ($0,2$ bis $6,0 \mu\text{m}$) bis ins nahe Infrarot empfindlich ist, sind seine Meßwerte wie beim Kanal 5 ($0,5$ bis $0,7 \mu\text{m}$) im wesentlichen von der Strahlung bestimmt, die im Spektralbereich der einfallenden Sonnenstrahlung (JOHNSON [9]) liegt. Der Anteil der gleichzeitig gemessenen Wärmestrahlung der Erde ist demgegenüber vernachlässigbar klein.

Mit der Annahme, daß die spektrale Verteilung der Energie des reflektierten Sonnenlichtes gleich der des einfallenden Sonnenlichtes ist, kann aus den Meßwerten $\bar{W}^{(n)}$ (n ist die Nummer

eines Kanals) beider Kanäle ein mittleres Reflexionsvermögen, die Albedo R , des beobachteten Gebietes bestimmt werden aus:

$$R = \frac{\overline{W}^{(n)}}{\overline{W}^{(n)}_{\odot} \cos Z_{\odot}}. \quad (2.1)$$

$Z_{\odot}$ ist die Zenitdistanz der Sonne im Zentrum des beobachteten Gebietes und $\overline{W}^{(n)}_{\odot}$ ist die im Empfindlichkeitsbereich einfallende Sonnenstrahlung:

$$\overline{W}^{(n)}_{\odot} = \int_0^{\infty} \Phi_{\lambda}^{(n)} H_{\lambda, \odot} d\lambda \quad (2.2)$$

$\Phi_{\lambda}^{(n)}$ = spektrale Empfindlichkeit des Kanals n

$H_{\lambda, \odot}$ = spektrale Bestrahlungsstärke der einfallenden Sonnenstrahlung (Abb. 2.1)

λ = Wellenlänge.

2.2.2. Infrarotmeßkanäle 1, 2 und 4

Die Empfindlichkeitsbereiche der Kanäle 1, 2 und 4 (Tab. 2.1) liegen im Infraroten. Die Kurven der spektralen Empfindlichkeit eines jeden Meßkanals (nach [6]) sind zusammen mit einem schematischen Absorptionsspektrum der Erdatmosphäre in der Abb. 2.2 wiedergegeben.

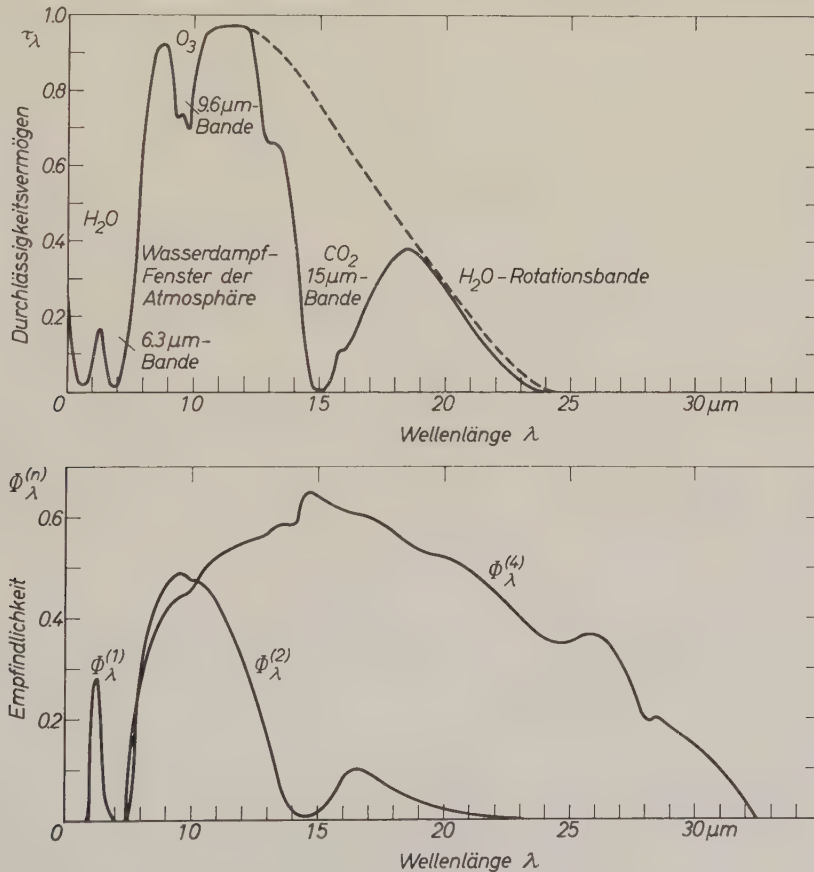


Abb. 2.2. Spektrale Empfindlichkeit $\Phi_{\lambda}^{(n)}$ ($n = 1, 2$ bzw. 4) der Kanäle 1, 2 und 4. Darüber ist ein schematisches Absorptionsspektrum der Erdatmosphäre abgebildet

Aus den gemessenen Bestrahlungsstärken $\bar{W}^{(n)}$ ($n = 1, 2, 4$: Nummer des Kanals) läßt sich eine äquivalente Strahlungstemperatur $T_{\text{äqu}}$ ermitteln:

$$\bar{W}^{(n)} = \int_0^{\infty} \Phi_{\nu}^{(n)} \cdot B_{\nu}(T_{\text{äqu}}) d\nu. \quad (2.3)$$

$\nu = 1/\lambda$ ist die Wellenzahl in cm^{-1} , wenn λ in μm gegeben ist. $B(T_{\text{äqu}})$ ist die nach dem PLANCKschen Strahlungsgesetz von einem unendlich ausgedehnten, schwarz strahlenden Körper mit der Temperatur $T_{\text{äqu}}$ auf eine ebene Flächeneinheit des Empfängers einfallende Strahlung. Obgleich der Öffnungswinkel der Strahlungsempfänger nur etwa 5° betrug, erfolgte die Eichung der Geräte in den Laboratorien der NASA in Einheiten dieser Halbraumstrahlung.

Kanal 1 empfängt die vom Wasserdampf im Bereich seiner $6,3 \mu\text{m}$ -Bande emittierte Strahlung. Da der Wasserdampf hier vom Boden emittierte langwellige Strahlung vollkommen absorbiert, kann nur die von höheren Schichten emittierte Wärmestrahlung die Erdatmosphäre verlassen. Daher ist die aus den gemessenen Werten des Kanals 1 nach der Gl. (2.3) ermittelte äquivalente Strahlungstemperatur (kurz: Äquivalenttemperatur) gleich einer Mitteltemperatur der Atmosphäre in hohen Schichten.

Im Filterbereich des Kanals 2 (8 bis $13 \mu\text{m}$) wird die vom Boden und von Wolkenoberflächen emittierte Strahlung nur schwach von Wasserdampf, Kohlendioxid und Ozon absorbiert. Aus diesen Meßwerten kann daher unter Berücksichtigung dieser Gase die Oberflächentemperatur der strahlenden Unterlage ermittelt werden.

Im Empfindlichkeitsbereich des Kanals 4 ($7,5$ bis $32,5 \mu\text{m}$) werden bei einer mittleren Strahlungstemperatur des Planeten Erde von 250°K etwa 80% der gesamten Wärmestrahlung emittiert. Die aus den Meßwerten des Kanals 4 ermittelten Äquivalenttemperaturen sind jedoch niedriger als die des Kanals 2, denn in diesem Filterbereich liegen die starke $15 \mu\text{m}$ -Bande des CO_2 und die Rotationsbande des H_2O . In diesen Bandenbereichen kann fast nur Eigenstrahlung beider Gase aus höheren und damit kälteren Schichten die Atmosphäre verlassen.

Nach der Beziehung (2.3) wurden die gemessenen Bestrahlungsstärken in den Rechenzentren der NASA bei der Umwandlung der Analogmeßwerte in Digitalwerte in äquivalente Strahlungstemperaturen umgerechnet. Diese sind zusammen mit dem Nadirwinkel und dem Azimutwinkel der Messung sowie den geographischen Koordinaten des beobachteten Gebietes veröffentlicht.

2.3. Genauigkeit der Meßdaten

Die Genauigkeit der Meßdaten aller fünf Kanäle wird vor allem durch den während der Messung und der Übertragung vom Satelliten zur Bodenstation eingestreuten Rauschpegel beeinträchtigt. Im Mittel beträgt daher die Meßgenauigkeit aller drei Infrarotkanäle etwa $\pm 4 \text{ grd}$ [6]. Sie nimmt mit abnehmendem Meßwert ab, so daß über hohen Wolken gemessene Werte oft wesentlich ungenauer sind. Die Meßwerte der Kanäle 3 und 5 sind etwa um den Faktor 2 bis 2,5 [11] zu niedrig. Die Nadirwinkel konnten auf etwa 2° genau bestimmt werden.

Nach dem Start traten zusätzliche Verschiebungen des Referenzniveaus ein, die nicht durch eine Zunahme der aus dem Weltraum einfallenden Strahlung erklärt werden können. Diese und eine mit der Zeit zunehmende Empfindlichkeitsabnahme begrenzten die Lebensdauer aller Kanäle.

BANDEEN, SAMUELSON und I. STRANGE [11] entwickelten Nomogramme für die an die Meßwerte anzubringenden Korrekturen. Nach diesen Nomogrammen sind die Meßwerte bis zur 18. Umrundung noch so weit richtig, daß sie ohne besondere Korrekturen ausgewertet werden können. Daher werden als Beispiel für diese Arbeit Meßdaten von der 15. und der 18. Umrundung von TIROS III am 13. Juli 1961 ausgewertet.

3. Diagramme zur Berechnung der Wärmestrahlungsströme

Bevor Meßdaten vom Satelliten TIROS III ausgewertet werden, soll anhand von Modellrechnungen gezeigt werden, welche Schichten in der Atmosphäre zum Wärmestrahlungsstrom innerhalb der Spektralbereiche der drei Meßkanäle beitragen. In den folgenden Abschnitten wird zur Berechnung der Wärmestrahlungsströme das verwendete Verfahren besprochen. Die dabei benutzten Transmissionsfunktionen des H_2O , des CO_2 und des O_3 wurden im ersten Teil dieser Arbeit behandelt.

3.1. Voraussetzungen bei der Berechnung der Wärmestrahlungsströme

Alle Strahlungsstromberechnungen sollen wegen des geringen Öffnungswinkels der Empfänger für ein gerichtetes unendlich enges Strahlenbündel erfolgen, obgleich die TIROS-Meßgeräte endliche Öffnungswinkel haben.

Weiterhin sei in der Atmosphäre vollkommenes thermodynamisches Gleichgewicht angenommen [2]. CURTIS [12] konnte zeigen, daß dies bis zu einer Höhe von etwa 50 km gewährleistet ist. Es wird später gezeigt, daß schon der Beitrag der Schichten über 25 km Höhe zum Strahlungsstrom, der innerhalb der Spektralbereiche der drei Infrarotkanäle die Erdatmosphäre verläßt, sehr klein ist.

3.2. Strahlungsrechendiagramme

Für die Berechnung der die Erdatmosphäre in den Filterbereichen der drei Kanäle 1, 2 und 4 verlassenden Wärmestrahlungsströme wurden Strahlungsrechendiagramme nach der von YAMAMOTO [13] entworfenen Art verwendet.

YAMAMOTO konstruierte zuerst ein Diagramm, mit dem der langwellige Strahlungsstrom nur unter Berücksichtigung des Wasserdampfes berechnet wurde. Die Durchlässigkeit der Atmosphäre in Spektralintervallen, in denen zwei oder mehrere Gase absorbieren, ist gleich dem Produkt der Einzeldurchlässigkeiten und daher bei Berücksichtigung nur eines Gases zu groß. Es müssen daher dementsprechende Korrekturen erfolgen, für deren Bestimmung YAMAMOTO spezielle Diagramme entworfen hat.

Alle Diagramme müssen hier für die Spektralbereiche entwickelt werden, die durch die Filter- oder Empfindlichkeitsfunktionen $\Phi_v^{(n)}$ festgelegt sind.

3.2.1. Strahlungsrechendiagramme für eine Wasserdampf-atmosphäre

Die Strahlungsempfänger der Kanäle 1, 2 und 4 messen nur die Wärmestrahlung, die die Erdatmosphäre verläßt. Diese ergibt sich aus der üblichen Differentialgleichung der Strahlungsübertragung unter der Randbedingung, daß die strahlende Unterlage (Erdboden oder

Wolkenoberflächen) wie ein schwarzer Körper emittiert, in der folgenden einfachen Form

$$\overline{W}^{(n)} = \int_0^\infty \Phi_\nu^{(n)} B_\nu(T_s) d\nu + \int_0^\infty \int_{T_s}^{T_0} \frac{dB_\nu(T)}{dT} \Phi_\nu^{(n)} \tau_\nu(u(T)) dT d\nu. \quad (3.1)$$

Hierbei ist angenommen, daß die Temperatur T_0 der strahlenden Unterlage gleich der Temperatur der Luft unmittelbar über ihr ist. T_s ist die Temperatur im Niveau der Schicht, über der das Durchlässigkeitsvermögen τ_ν der Atmosphäre bis zur Empfängerfläche gleich 1 ist. $\Phi_\nu^{(n)}$ ist die spektrale Empfindlichkeit des gesamten Meßsystems (Abb. 2.2), und $B_\nu(T)$ ist wiederum die spektrale Strahlungsdichte einer unendlichen ausgedehnten schwarz strahlenden Fläche der Temperatur T . $u(T)$ ist die Wasserdampfmenge in einer Säule von 1 cm^2 Querschnitt zwischen der Empfängerfläche und einem beliebigen Niveau mit der Temperatur T .

Bei der Berechnung des Strahlungsstromes mit Rechendiagrammen wird die Integrationsreihenfolge, die in Gl. (3.1) gegeben ist, vertauscht. Dadurch kann aus dem zweiten Glied in Gl. (3.1) durch Integration über ν ein gewogenes mittleres Durchlässigkeitsvermögen $\overline{\tau(u(T))}^{(n)}$ bestimmt werden.

$$\overline{\tau(u(T))}^{(n)} = \left[\int_0^\infty \Phi_\nu^{(n)} \frac{dB_\nu(T)}{dT} d\nu \right]^{-1} \int_0^\infty \Phi_\nu^{(n)} \frac{dB_\nu(T)}{dT} \tau(u(T)) d\nu. \quad (3.2)$$

Das Integral im Nenner von (3.2) bedeutet die Änderung des Anteiles $S(T)^{(n)}$ der schwarzen Strahlung, die ein Empfänger mit der spektralen Empfindlichkeit $\Phi_\nu^{(n)}$ wahrnimmt, mit der Temperatur. Setzt man in (3.2)

$$\frac{dS(T)^{(n)}}{dT} = \int_0^\infty \Phi_\nu^{(n)} \frac{dB_\nu(T)}{dT} d\nu \quad (3.3)$$

und ändert die Integrationsvariable und die Grenzen, dann erhält das zweite Glied in Gl. (3.1), das hier mit $\overline{W}_2^{(n)}$ bezeichnet werden soll, folgende Form:

$$\overline{W}_2^{(n)} = \int_{S(T_s)^{(n)}}^{S(T_0)^{(n)}} \overline{\tau(u(T))}^{(n)} dS(T)^{(n)}. \quad (3.4)$$

Hiernach können Diagramme konstruiert werden, bei denen $S(T)^{(n)}$ und $\overline{\tau(u(T))}^{(n)}$ als Abszissen- bzw. Ordinatenwerte aufgetragen sind.

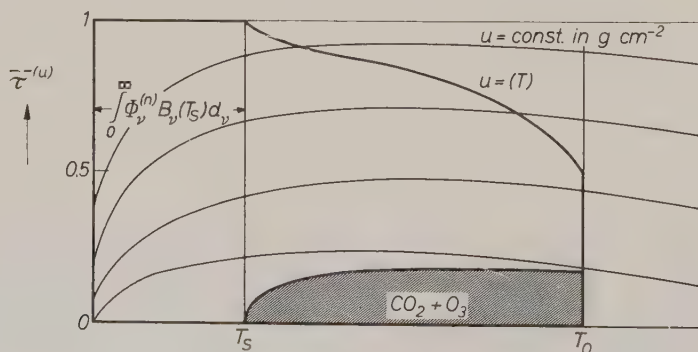


Abb. 3.1. Strahlungsrechendiagramm für eine reine Wasserdampfatmosphäre (schematischer Entwurf nach [13])

Man berechnet nun für homogene Schichten mit dem Druck $p_0 = 760 \text{ mm Hg}$ den Ordinatenwert $\overline{\tau(u(T))^{(n)}}$ und den Abszissenwert $S(T)^{(n)}$ für verschiedene Temperaturen und trägt in das Diagramm Kurvenscharen $u = \text{const.}$ und $T = \text{const.}$ ein (Abb. 3.1). In diesem Netz T, u wird dann die Funktion $u(T)$ eingetragen. Dabei wird $u(T)$ infolge der Druckabhängigkeit der Absorption nach folgender Vorschrift auf den Druck p_0 „reduziert“ (vgl. Teil I):

$$u^*(T_1 - T_2) = u(T_1 - T_2) \cdot \left(\frac{\bar{p}}{p_0}\right)^r, \quad r = \text{const.} \leq 1. \quad (3.5)$$

Hierin sind T_1 und T_2 die Temperaturen an den Begrenzungsflächen einer Schicht mit der Wasserdampfmenge $u(T_1 - T_2)$ unter dem mittleren Druck $\bar{p}$.

Der gesamte aufwärtsgerichtete Strahlungsstrom ist dann [Gl. (3.1) und (3.4)] gleich der stark eingerahmten Fläche unter der Kurve $u(T)$ in der Abb. 3.1.

3.2.2. Korrekturdiagramme zur Berücksichtigung der Absorption eines zweiten Gases im gleichen Spektralintervall

Bei den Berechnungen für die Kanäle 2 und 4 müssen neben dem Wasserdampf noch das Kohlendioxid und das Ozon berücksichtigt werden. In Spektralbereichen, in denen alle drei Gase am Strahlungsübergang beteiligt sind, ist dann die gesamte Durchlässigkeit gleich dem Produkt der Einzeldurchlässigkeiten:

$$\tau_{v, \text{gesamt}} = \tau_{v, H_2O} \cdot \tau_{v, CO_2} \cdot \tau_{v, O_3}. \quad (3.6)$$

In erster Näherung kann man annehmen, daß die Flügel der starken Linien in der $15 \mu\text{m}$ -Bande sowie schwächerer Banden des CO_2 bei Wellenlängen kleiner als $11,1 \mu\text{m}$ ($\nu > 900 \text{ cm}^{-1}$) keine nennenswerte Absorption verursachen. Das gleiche soll für die Absorption durch Ozon bei Wellenlängen größer als $11,1 \mu\text{m}$ ($\nu < 900 \text{ cm}^{-1}$) angenommen werden. Dann ist in beiden Teilbereichen die spektrale Durchlässigkeit um den folgenden Betrag kleiner als die des Wasserdampfes allein:

$$\Delta\tau_{v, CO_2} = \tau_{v, H_2O} - \tau_{v, \text{gesamt}} \quad (\nu < 900 \text{ cm}^{-1})$$

und

$$\Delta\tau_{v, O_3} = \tau_{v, H_2O} - \tau_{v, \text{gesamt}} \quad (\nu > 900 \text{ cm}^{-1}). \quad (3.7)$$

Da auch die mittlere Durchlässigkeit $\overline{\tau(u(T))^{(n)}}$ nach (3.6) größer ist als die gesamte mittlere Durchlässigkeit, müssen nach den Vorschriften (3.7) und (3.2) Korrekturwerte berechnet werden. Die Gesamtkorrektur $\Delta\tau(u, c, m)^{(n)}$ ist dann gleich der Summe der Einzelkorrekturen bezüglich der Absorption durch CO_2 und O_3 in je einem Teil des Empfindlichkeitsbereiches $\Phi_v^{(n)}$.

$$\begin{aligned} \overline{\Delta\tau(u, c, m)^{(n)}} = & \left[\frac{dS(T)^{(n)}}{dT} \right]^{-1} \cdot \left[\int_0^{900 \text{ cm}^{-1}} \Phi_v^{(n)} \frac{dB_v(T)}{dT} \tau_v(u) (1 - \tau_v(c)) d\nu \right. \\ & \left. + \int_{900 \text{ cm}^{-1}}^{\infty} \Phi_v^{(n)} \frac{dB_v(T)}{dT} \tau_v(u) (1 - \tau_v(m)) d\nu \right] (= \overline{\Delta\tau_{CO_2}^{(n)}} + \overline{\Delta\tau_{O_3}^{(n)}}). \quad (3.8) \end{aligned}$$

Die Buchstaben u , c und m bezeichnen hier die Menge des Wasserdampfes, des Kohlendioxides und des Ozons zwischen der Empfängerfläche und dem Niveau mit der Temperatur T .

Zur graphischen Ermittlung jedes Summanden können nun Diagramme (Abb. 3.2) konstruiert werden, in denen $\overline{\Delta\tau^{(n)}}$ in Abhängigkeit von der Wasserdampfmenge (Ordinate) und der Kohlendioxidmenge bzw. Ozonmenge (Abszisse) eingetragen ist. c^* und m^* werden ebenfalls analog zu Gl. (3.5) ermittelt.

Die Werte $\overline{\Delta\tau^{(n)}}$ können nach Gl. (3.8) jeweils nur für einen Temperaturwert berechnet werden, so daß eigentlich für jedes T ein eigenes Diagramm (Abb. 3.2) konstruiert werden müßte. Der Einfluß der Temperatur auf die Werte von $\overline{\Delta\tau^{(n)}}$ erweist sich aber als sehr gering, so daß Diagramme für $T = +10^\circ\text{C}$ und $T = -50^\circ\text{C}$ genügen, um den meteorologisch wichtigen Temperaturbereich zu erfassen.

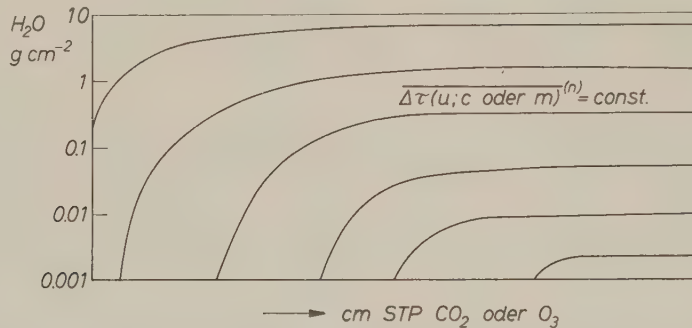


Abb. 3.2. Korrekturdiagramm zur Berücksichtigung der Absorption eines zweiten Gases im gleichen Spektralintervall (schematischer Entwurf nach [13])

Der Strahlungsstrom ist nun gegeben durch das stark eingerahmte Flächenstück unter der Kurve $u(T)$ in der Abb. 3.1 vermindert um die schraffierte Fläche.

4. Wärmeausstrahlungsströme in Modellatmosphären

4.1. Modelle der vertikalen Temperaturschichtung sowie der vertikalen Wasserdampf-, Kohlendioxid- und Ozonverteilung in der Atmosphäre

Bei der Auswertung sollen aus den gemessenen Strahlungsströmen Rückschlüsse gezogen werden auf die Struktur der Atmosphäre. Das geschieht dadurch, daß für geeignete Modellatmosphären, die sich durch die Temperatur der strahlenden Unterlage und die relative Feuchtigkeit der Troposphäre voneinander unterscheiden, die in den Filterbereichen der Kanäle 1 und 2 entstehenden Strahlungsströme berechnet und mit den Meßdaten verglichen werden.

Für diese Berechnungen werden zwei Modelle vertikaler Temperaturverteilungen in der Atmosphäre angenommen.

Das Profil der Atmosphäre 1 (Abb. 4.1) beschreibt eine mittlere Temperaturverteilung in mittleren geographischen Breiten. Es entspricht der ARDC-Standard-Atmosphäre von 1959 [14]. Das andere Modell soll eine mittlere Temperaturschichtung in tropischen Breiten charakterisieren, die sich gegenüber dem Modell 1 nur durch um 20°C höhere Bodentemperatur und um eine höhere und um $18,5^\circ\text{C}$ kältere Tropopause auszeichnet. Dieses zweite Modell weicht nur geringfügig von einem für tropische Verhältnisse typischen Profil ab, das verschiedene Autoren [14, 15] aus mehreren Messungen ableiteten. Die wichtigsten Merkmale beider Temperaturprofile sind in der Tab. 4.1 zusammengestellt.

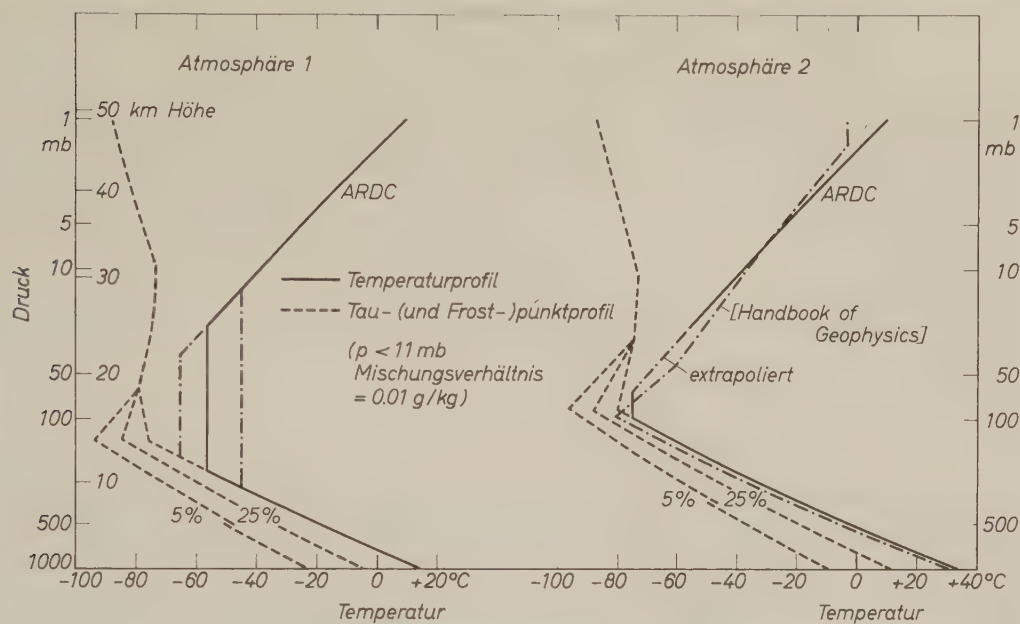


Abb. 4.1. Vertikale Temperatur- und Wasserdampfverteilungen in den Modellatmosphären 1 und 2

Tabelle 4.1. Merkmale der Temperaturprofile in den Modellatmosphären 1 und 2 (Abb. 4.1)

Merkmale	Atmosphäre 1 (mittlere Breiten)	Atmosphäre 2 (tropische Breiten)
Bodentemperatur	+ 15,0°C	+ 35,0°C
Temperaturgradient der Troposphäre	— 6,5 grd/km	— 6,5 grd/km
Temperatur und Höhe der Tropopause	— 56,5°C in 11,0 km	— 75,0°C in 16,9 km
Obergrenze der isothermen Stratosphäre	25,0 km	18,9 km
Temperaturgradient der Stratosphäre	~ + 3,0 grd/km	~ + 3,0 grd/km

Zur Berechnung der Wasserdampfmenge $u^*(T)$ [vgl. Gl. (3.5)] wird konstante relative Feuchtigkeit f der Troposphäre angenommen. Die sich dafür ergebende Frostpunktkurve soll sich mit konstantem Gradienten bis in die untere Stratosphäre fortsetzen (Abb.4.1). Die Wasserdampfverteilung in der oberen Stratosphäre wird nach einer von GUTNICK [16] aus mehreren Profilmessungen abgeleiteten Verteilungskurve berechnet. Diese Annahmen sind nur im Mittel in der Atmosphäre erfüllt.

Die in die Diagramme einzutragende Funktion $u^*(T)$ der auf den Druck p_0 reduzierten Wasserdampfverteilung kann nun nach folgender Beziehung berechnet werden:

$$u^*(T) = 0,438 \cdot 10^{-2} \cdot \sum_{i=1}^n \frac{f \cdot E(T_i)}{p_i^{0,28}} \Delta p_i(T_i), \text{ in g cm}^{-2}.$$

(4.1)

$E(T_i)$ ist der Sättigungsdampfdruck (in mb) in der i -ten Schicht mit der mittleren Temperatur T_i und dem mittleren Druck $\bar{p}_i$ (in mb). Dieser wird bei Temperaturen unter -20°C in bezug auf Eis und über -20°C in bezug auf Wasser bestimmt.

Das CO_2 ist bis zu einer Höhe von etwa 85 km mit konstantem Mischungsverhältnis bei 0,03% Vol. in der Atmosphäre verteilt. Dadurch ergibt sich folgende einfache Beziehung zur Bestimmung von $c^*(T)$:

$$c^*(T) = 0,1595 \cdot 10^{-2} \cdot \sum_{n=1}^n [p_i(T_i)^{1,65} - p_{i-1}(T_i)^{1,65}] \quad (4.2)$$

c^* in cm STP.

p_i und p_{i-1} sind der Druck (in mb) an den Begrenzungsflächen der i -ten Schicht mit der Temperatur T_i .

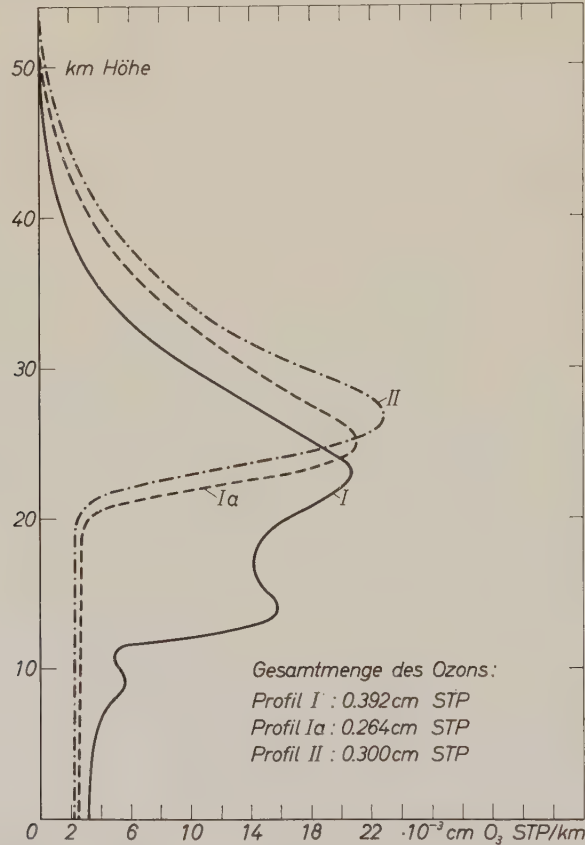


Abb.4.2. Vertikale Verteilungen des Ozons in mittleren Breiten (Profile I und Ia) und am Äquator (Profil II) nach [17]

Die mittlere vertikale Verteilung des Ozons zeigt ein Maximum der Konzentration in Höhen zwischen 15 und 30 km (Abb.4.2). Die Ozonkonzentration in der Troposphäre dagegen ist sehr gering. Es kann daher für das Ozon in dieser angenommen werden, daß Druckänderungen keinen Einfluß auf die Absorption haben (siehe Teil I). Die Verteilungsfunktion $m^*(T)$ wird daher nach folgender Gleichung berechnet:

$$m^*(T) = \sum_{i=1}^{n_1} \left[\Delta m_i(T_i) \left(\frac{\bar{p}_i(T_i)}{p_0} \right)^{0,41} \right]_{\text{bei } \bar{p}_i < 150 \text{ mb}} + \sum_{j=1}^{n_2} [\Delta m_j(T_j)]_{\text{bei } \bar{p}_j > 150 \text{ mb}} \text{ in cm STP.} \quad (4.3)$$

Für die Modellatmosphären 1 und 2 werden die in der Abb. 4.2 wiedergegebenen Profile I und II gewählt, die einer mittleren vertikalen Ozonverteilung in 45° Breite (im Frühjahr) und am Äquator entsprechen [17].

Die Summation in allen drei Gleichungen erfolgt vom Empfänger bis zum Niveau mit der Temperatur T . Die Atmosphäre wird hierfür in Schichten von ca. 3,3 km (Stratosphäre) und ca. 0,384 km Dicke (Troposphäre: Temperaturdifferenz von 2,5°C) eingeteilt. Dabei ist angenommen, daß alle Schichten Kugelschalen um den Erdmittelpunkt bilden.

Soll der Strahlungsstrom berechnet werden, den ein Empfänger im Satelliten unter dem Nadirwinkel N empfängt, dann ist bei der Berechnung der Verteilungsfunktionen die absorbierende Gasmenge jeder Schicht mit einem Faktor $\gamma_i(N)$ zu multiplizieren. Dieser folgt der Gleichung:

$$\gamma_i(N) = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{(R+H)^2 \sin^2 N}{(R+\bar{h}_i)^2}}} \quad (4.4)$$

Hierbei ist $\bar{h}_i$ die Höhe der Mitte der i -ten Schicht über dem Erdboden, R ist der mittlere Erdradius ($R \sim 6370$ km) und H die mittlere Höhe des Satelliten über dem Erdboden (TIROS III: $H \sim 780$ km).

4.2 Der Strahlungsstrom bei den vorgegebenen Modellbedingungen

4.2.1. Der Beitrag einzelner Schichten der Atmosphäre

Die Strahlungsempfänger im Satelliten TIROS III messen den in ihren Empfindlichkeitsbereichen die Erdatmosphäre verlassenden Strahlungsstrom. Der Meßwert ist also ein integraler Wert. Der Beitrag einzelner Komponenten, z. B. der absorbierenden Gase in bestimmten Schichten, kann nur anhand einfacher Modellüberlegungen abgeschätzt werden. Einen ersten Überblick gewähren die Strahlungsdiagramme in der Abb. 4.3, in die die Funktion $u^*(T)$ der vertikalen Wasserdampfverteilung sowie die Korrekturwerte $\overline{\Delta \tau^{(n)}}$ für die Modellatmosphäre 1 eingetragen sind.

Im Diagramm für den Kanal 1 enden die Kurven $u^*(T)$ auf der Abszisse ($\tau^{(1)} = 0$) schon bei Temperaturen, die kleiner als die des Erdbodens sind. Das zeigt, daß der Wasserdampf in der Atmosphäre die vom Boden in diesem Spektralbereich emittierte Strahlung vollkommen absorbiert. Es genügt schon eine optische Weglänge von $0,2 \text{ g cm}^{-2} \text{ H}_2\text{O}$. Diese Menge ist je nach der relativen Feuchte oberhalb eines bestimmten Niveaus T gegeben. Nach der Darstellung in diesem Diagramm tragen somit nur die Schichten der oberen Troposphäre und mit wesentlich geringerem Anteil die der Stratosphäre zum Strahlungsstrom bei. Die verschiedenen großen Flächen unter den Kurven $u^*(T)$ für verschiedene relative Feuchtigkeit demonstrieren, daß der gemessene Strahlungsstrom bei der angenommenen Modellschichtung stark von der relativen Feuchtigkeit bestimmt ist. Und zwar tragen hierzu nur die Schichten der oberen und nicht der gesamten Troposphäre bei.

Es kann nun gezeigt werden, daß einzelne Schichten bevorzugt zum Meßwert beitragen:

Die Lösung der Differentialgleichung der Strahlungsübertragung kann für den aufwärtsgerichteten Strahlungsstrom [(3.1) mit (3.4)] auch in folgender Form geschrieben werden:

$$\overline{W}^{(n)} = S'(z_0)^{(n)} \overline{\tau(w(z_0))^{(n)}} + \int_{z_0}^{z_s} S(z)^{(n)} \frac{\partial \tau(w(z))^{(n)}}{\partial z} dz. \quad (4.5)$$

Hierin bedeuten z die vertikale Höhenkoordinate, z_0 die Höhe der emittierenden Unterlage und z_s die Höhe des Satelliten über dem Erdboden. Es wird weiterhin angenommen, daß die Temperatur der strahlenden Unterlage ungleich der Luft unmittelbar über ihr ist, so daß

$$S'(z_0)^{(n)} \neq S(z_0)^{(n)}$$

ist.

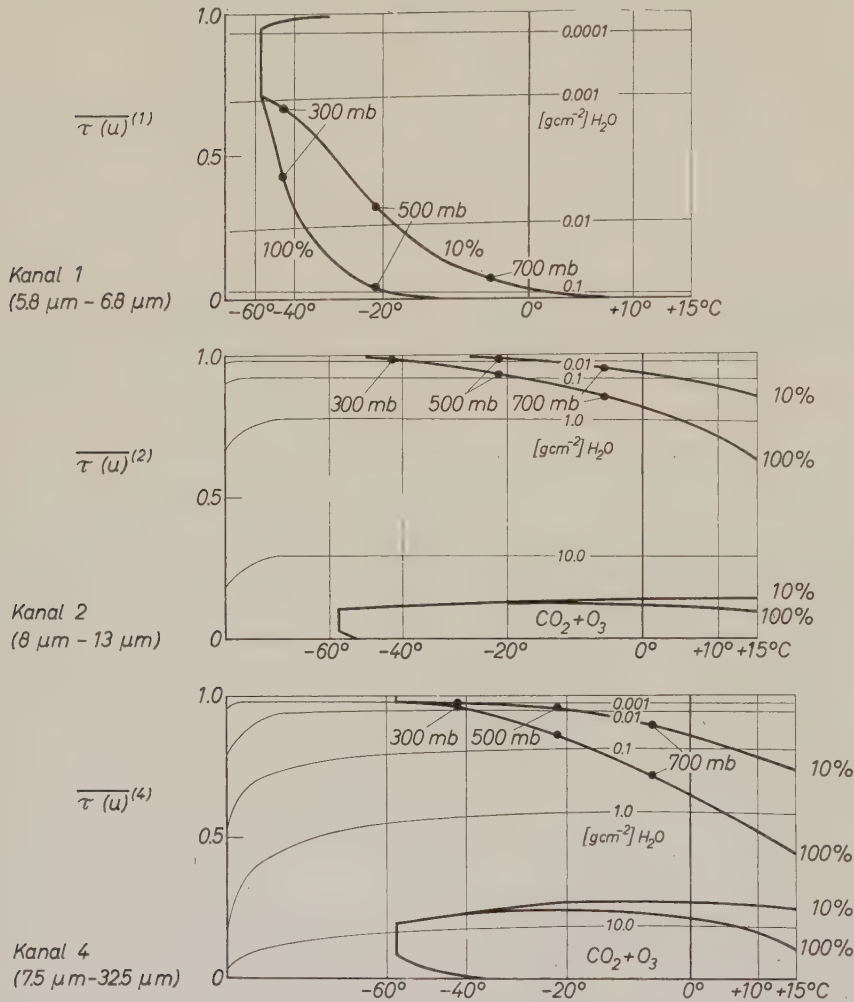


Abb. 4.3. Strahlungsrechendiagramme für die Filterbereiche der Kanäle 1, 2 und 4. Eingetragen sind die Verteilungsfunktion $u^*(T)$ des Wasserdampfes für konstante relative Feuchtigkeit der Troposphäre (Modellatmosphäre 1) und die Korrekturwerte $\overline{\Delta\tau}^{(n)}$.

Das erste Glied auf der rechten Seite von (4.5) bezeichnet den Beitrag der strahlenden Unterlage zum gesamten Strahlungsstrom, dessen Größe von der Gesamtdurchlässigkeit $\overline{\tau(w(z_0))}^{(n)}$ der Atmosphäre über ihr bestimmt ist. Im Falle des Kanals 1 ist diese bei optischen Weglängen, die größer als $0,2 \text{ g cm}^{-2}$ Wasserdampf sind, praktisch gleich Null. In den Filterbereichen der Kanäle 2 und 4 ist sie dagegen selbst für vom Erdboden emittierte Strahlung beträchtlich groß.

Das zweite Glied in der Gl. (4.5) bestimmt den Anteil der Atmosphäre selbst. Trägt man den Wert des Integranden

$$I(z)^{(n)} = S(z)^{(n)} \frac{\partial \tau(w(z))^{(n)}}{\partial z} \quad (4.5a)$$

in Abhängigkeit von der Höhe auf, dann erhält man eine graphische Darstellung über den Beitrag jeder einzelnen Schicht. Kurven dieser Art sind in der Abb. 4.4 wiedergegeben. Die angenommene Schichtdicke beträgt 1 km.

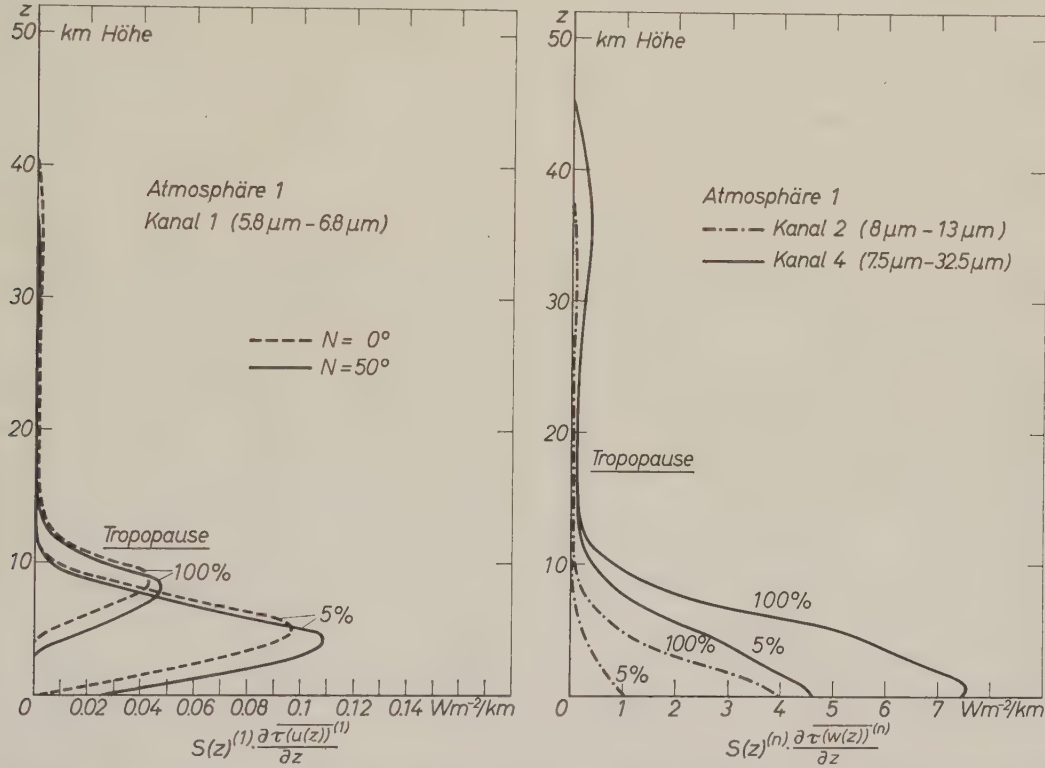


Abb. 4.4. Der Beitrag der von Schichten von 1 km Mächtigkeit emittierten Strahlung zum aufwärtsgerichteten Strahlungsstrom in den Filterbereichen der Kanäle 1, 2 und 4. Die Fläche unter jeder Kurve bestimmt den gesamten Beitrag der Atmosphäre

Diese Kurven zeigen, daß die Schichten oberhalb der Tropopause in allen drei Spektralbereichen nur wenig zum gesamten Strahlungsstrom beitragen. Unterhalb der Tropopause tragen Schichten in der oberen Troposphäre einen besonders großen Anteil zum Strahlungsstrom in dem Spektralbereich des Kanals 1 bei. Die Höhe dieser Schichten hängt von der relativen Feuchtigkeit und vom Nadirwinkel ab.

Bei den vorgegebenen Modellschichtungen bewirken Änderungen des durchstrahlten geometrischen Weges die größten Änderungen der mittleren Durchlässigkeit $\tau(u(z))^{(n)}$ der Atmosphäre im Filterbereich des Kanals 1. Nach Gl. (4.5) kommt somit aus diesen der größte Beitrag zum Meßwert des Kanals 1.

In den Filterbereichen der Kanäle 2 und 4 haben die Schichten nur der unteren Troposphäre einen größeren Einfluß auf den aufwärtsgerichteten Strahlungsstrom. Dabei ist der Einfluß

des Wasserdampfes im Filterbereich des Kanals 4 wegen dessen größerer Empfindlichkeit im Bereich der Rotationsbande größer als im Bereich des Kanals 2. Daher wurde ein Versuch unternommen, aus den Meßwerten des Kanals 4 Angaben über den Wasserdampfgehalt der unteren Troposphäre abzuleiten. Die praktische Durchrechnung einiger Beispiele ergab jedoch, daß hierfür eine Meßgenauigkeit von etwa $\pm 0,4$ grd erforderlich wäre, die in den Messungen von TIROS III nicht gegeben ist.

Ein Zahlenbeispiel zeigt den verschiedenen großen Einfluß des Wasserdampfes auf die Meßwerte aller drei Kanäle. Dafür wurden bei verschiedener relativer Feuchtigkeit der Troposphäre und Wolkenoberflächen in verschiedenen Höhen die Äquivalenttemperaturen der Strahlungsströme ermittelt. Hierbei ist angenommen, daß die Wolken vollkommen schwarz emittieren. Die Oberflächentemperatur ist dabei gleich der in der ersten Spalte der Tab. 4.2 angegebenen Temperatur und die Oberfläche selbst liegt in der dieser Temperatur entsprechenden Höhe (Abb. 4.1).

Tabelle 4.2. Äquivalenttemperaturen des Wärmestrahlungsstromes für die Modellatmosphäre 1 mit einer geschlossenen Wolkendecke in verschiedenen Höhen

Oberflächentemperatur		relative Feuchte	Kanal 1	Kanal 2	Kanal 4
°K	°C	%	°K	°K	°K
216,5	— 56,5	—	217,8	218,3	220,2
		100	230,2	241,2	240,2
		25	235,3	241,2	240,6
243,0	— 30,0	5	239,2	241,2	241,0
		100	232,0	258,5	253,7
		25	240,6	259,0	255,2
263,0	— 10,0	5	250,0	259,3	256,3
		100	232,0	276,0	265,1
		25	241,2	278,8	269,3
288,0	+ 15,0	5	254,3	280,3	272,5

Die Ergebnisse zeigen, daß im Kanal 1 die Änderungen der Äquivalenttemperaturen mit der relativen Feuchte am größten sind. Dagegen sind Äquivalenttemperaturen, berechnet für die Kanäle 2 und 4, bei hohen Wolken (tiefe Oberflächentemperatur) fast unbeeinflusst von Änderungen der Wasserdampfmenge. Sie ändern sich fast linear mit der Oberflächentemperatur, wobei die Abweichungen von der Linearität bei den für Kanal 4 berechneten Werten größer sind wegen dessen größerer Empfindlichkeit im Bereich der $15\text{ }\mu\text{m}$ -Bande des CO_2 und im Bereich der Rotationsbande des H_2O .

4.2.2. Bestimmung der relativen Feuchtigkeit und der Oberflächentemperatur aus gleichzeitig gemessenen Strahlungswerten in den Kanälen 1 und 2

Im Abschnitt 4.2.1 konnte gezeigt werden, daß die Meßwerte des Kanals 1 als ein Maß für die relative Feuchtigkeit der oberen Troposphäre aufgefaßt werden können. Sie können nur dann als Maßzahl für die Wasserdampfmenge der gesamten Troposphäre aufgefaßt werden, wenn die relative Feuchte höhenunabhängig angenommen wird. Die Absorption in dieser

Wasserdampfmenge soll dann bei der Bestimmung von Oberflächentemperaturen aus den Meßwerten des Kanals 2 berücksichtigt werden.

Für die Strahlungsstromberechnungen wird vollkommene Schwärze der strahlenden Unterlage vorausgesetzt. Daher können die gefundenen Oberflächentemperaturen nur als äquivalente Werte aufgefaßt werden, denn selten sind Wolkenoberflächen fest definierbare Flächen. Nur sehr dicke Wolken können als vollkommen undurchlässig angenommen werden.

Zur Erleichterung der Auswertungen werden Hilfsdiagramme konstruiert. Dazu muß der Strahlungsstrom bzw. seine Äquivalenttemperatur in den Filterbereichen der Kanäle 1 und 2 für verschiedene relative Feuchtigkeit der Troposphäre und verschiedene Höhen einer geschlossenen Wolkendecke berechnet werden. Mit den gefundenen Ergebnissen können in diese Diagramme Kurvenscharen der Äquivalenttemperaturen in Abhängigkeit von der Oberflächentemperatur der Wolken bzw. des Bodens und von der relativen Feuchtigkeit eingetragen werden. Die Diagramme, die für den vertikalen Strahlungsstrom ($N = 0^\circ$) berechnet worden sind, sind in der Abb. 4.5 wiedergegeben. In diesen Diagrammen ist der Gültigkeitsbereich auf höhere Bodentemperaturen erweitert worden. Bei diesen Berechnungen ist unter Beibehaltung der Modellschichtungen bis zum Boden nur die Bodentemperatur erhöht worden, wodurch sich nach Gl. (4.5) nur der Anteil der vom Boden emittierten Strahlung am gesamten Meßwert erhöht.

In den Diagrammen veranschaulicht der Verlauf der Kurvenscharen für beide Kanäle nochmals den verschiedenen starken Einfluß des Wasserdampfes auf den Strahlungsstrom in beiden Empfindlichkeitsbereichen. Die Kurven für den Kanal 2 weichen von der Vertikalen nur im rechten Teil der Diagramme ab, in dem Änderungen der relativen Feuchtigkeit größere Änderungen der Wasserdampfmenge verursachen als bei niedrigeren Temperaturen. Der Meßwert in Kanal 2 ist also im wesentlichen von der Oberflächentemperatur bestimmt.

Die Kurven für den Kanal 1 dagegen ändern ihren bei geringer relativer Feuchtigkeit vertikalen Verlauf mit zunehmender relativer Feuchtigkeit und damit zunehmender Wasserdampfmenge in horizontalen Verlauf. Der gesamte Bereich im Diagramm, in dem die Isothermen für den Kanal 1 horizontal verlaufen, charakterisiert den Bereich der unteren Troposphäre, aus

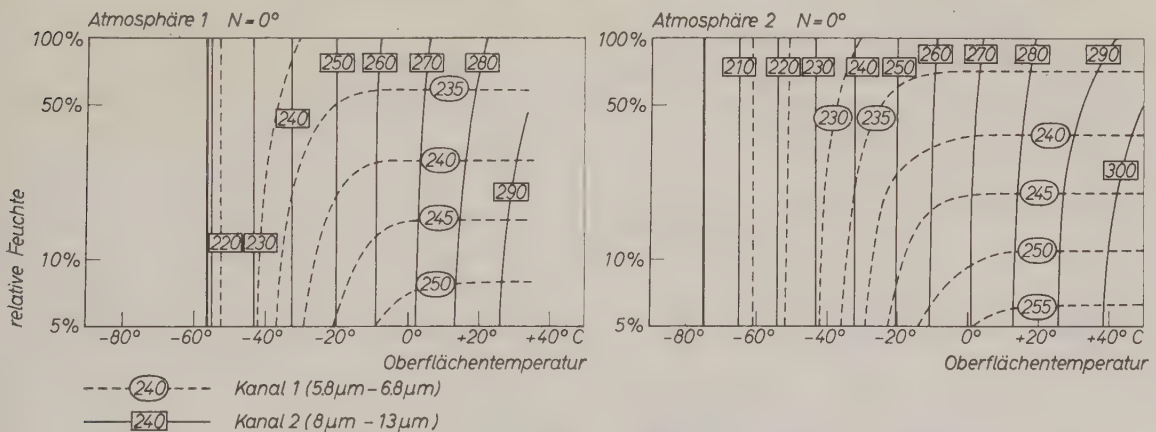


Abb. 4.5. Diagramme zur Bestimmung der mittleren relativen Feuchtigkeit der oberen Troposphäre und der Oberflächentemperatur der strahlenden Unterlage aus den Meßwerten der Kanäle 1 (---) und 2 (—), berechnet für den vertikalen Strahlungsstrom (Nadirwinkel: $N = 0^\circ$). Kurvenparameter sind die Äquivalenttemperaturen in $^\circ\text{K}$ [Gl. (2.3)]

dem keine Wärmestrahlung die Erdatmosphäre im Empfindlichkeitsbereich des Kanals 1 verlassen kann.

Der Auswertevorgang ist nun allein auf die Suche der Schnittpunkte von Isothermen beider Kanäle beschränkt, deren Parameter gleich den gleichzeitig gemessenen Äquivalenttemperaturen sind. Die Koordinaten dieser Schnittpunkte sind dann gleich den gesuchten Werten der relativen Feuchtigkeit und der Oberflächentemperatur.

Die Genauigkeit dieser Auswertungen hängt von der Meßgenauigkeit und von den Abweichungen der tatsächlichen atmosphärischen Schichtung von den vorgegebenen Modellen ab. Ein Meßfehler von ± 4 grd in beiden Kanälen kann teilweise noch größere Fehler der Oberflächentemperatur (vgl. Abb. 4.5) verursachen. Ebenso scheint die Bestimmung der relativen Feuchtigkeit bei diesem großen Meßfehler zweifelhaft zu sein. Noch vieldeutiger werden die Ergebnisse, wenn Abweichungen der tatsächlichen von der vorgegebenen Modellschichtung in Betracht gezogen werden. Einige mögliche Fälle werden im folgenden Abschnitt besprochen.

Die im Abschnitt 5.3 besprochenen Ergebnisse zeigen jedoch, daß diese Auswertemethode brauchbare Ergebnisse zu liefern vermag, wenn Mittelwerte von innerhalb größerer Gebiete gemessenen Daten ausgewertet werden.

4.3. Der Einfluß von Modifikationen der vorgegebenen Modellschichtungen auf die Auswertergebnisse

Um den Einfluß von Abweichungen von der vorgegebenen Modellschichtung auf die Ergebnisse der Auswertung zu zeigen, werden die Strahlungsströme berechnet, die beide Kanäle im Falle der geänderten Schichtung messen würden. Aus den Ergebnissen werden dann rückwärts mittels des Auswertediagrammes nach Abb. 4.5 die relative Feuchtigkeit und die Oberflächentemperatur bestimmt.

Alle Berechnungen erfolgen nur für das Modell der Atmosphäre 1 (Abb. 4.1).

4.3.1. Vernachlässigung von CO_2 und O_3

Um den Einfluß von CO_2 und O_3 auf den Strahlungsstrom in den Filterbereichen der Kanäle 2 und 4 abschätzen zu können, wurde der Strahlungsstrom bei Vernachlässigung der Absorption durch CO_2 und durch O_3 oder auch durch beide Gase berechnet. Die für eine wolkenlose Atmosphäre (Bodentemperatur = $288^\circ K$) gefundenen Ergebnisse sind in der Tabelle mit den für die Modellatmosphäre 1 (mit CO_2 und O_3) ermittelten verglichen.

Tabelle 4.3. Äquivalenttemperaturen der Strahlungsströme in den Filterbereichen der Kanäle 2 und 4 bei einer wolkenlosen Modellatmosphäre 1

Die Absorption durch CO_2 und O_3 ist dabei abwechselnd vernachlässigt worden

Kanal	relative Feuchte	nur H_2O $^\circ K$	$H_2O + O_3$ $^\circ K$	$H_2O + CO_2$ $^\circ K$	$H_2O + CO_2 + O_3$ $^\circ K$
2	100%	282,0	277,0	280,5	276,0
	25	285,0	280,5	283,5	278,3
	5	287,0	282,5	285,0	280,3
4	100%	275,5	273,5	267,0	265,1
	25	281,5	278,8	271,0	269,3
	5	284,5	282,5	274,5	272,5

Die Ergebnisse zeigen, daß bei einer Vernachlässigung der Absorption durch CO_2 und O_3 die Oberflächentemperaturen um 6 bis 7 grd zu niedrig bestimmt werden können. Noch größer wäre der Fehler, wenn die Oberflächentemperaturen mittels der Meßwerte des Kanals 4 bestimmt würden. Er würde hier 10 bis 12 °C betragen können.

Wählt man anstelle des vorgegebenen Ozonprofils (Profil I in der Abb.4.2) eine andere Ozonverteilung (z.B. Profil Ia in Abb. 4.2), für die sich eine wesentlich geringere Gesamtmenge des Ozons ergibt, dann verursacht diese Abnahme des Ozongehaltes der Atmosphäre auch eine Abnahme der Absorption. Die daraus resultierende Zunahme des Strahlungsstromes verursacht eine Zunahme der Äquivalenttemperatur bei wolkenlosem Himmel für den Kanal 2 um 1 °C und für den Kanal 4 um nur 0,3 grd.

4.3.2. Änderung der Höhe und der Temperatur der Tropopause

Ohne die vorgegebene vertikale Verteilung von H_2O , CO_2 und O_3 zu ändern, wurde lediglich das Temperaturprofil so geändert, daß die Tropopause um 1,3 km nach oben bzw. um 1,8 km nach unten verschoben wurde. Dadurch wird die untere (isotherme) Stratosphäre (Abb. 4.1) um 8,5 grd kälter bzw. um 11,5 grd wärmer.

Diese Änderungen der Temperaturen in allen drei Gasen bewirken bei wolkenloser Atmosphäre Änderungen der Äquivalenttemperaturen für den Kanal 2 um nur $\pm 0,2$ grd und für den Kanal 4 um $\pm 1,0$ grd. Sie führen dagegen zu erheblichen Fehlern bei der Bestimmung der relativen Feuchte aus den Meßwerten des Kanals 1. Diese sind besonders groß (Tab.4.4), wenn die relative Feuchtigkeit und damit der Wasserdampfgehalt der unteren Stratosphäre groß sind. Im Falle einer sehr feuchten Troposphäre mit einer gegenüber dem Modell 1 wesentlich höheren Tropopause könnte dann im Auswertediagramm ein Schnittpunkt der Isothermen beider Kanäle erst bei relativen Feuchtigkeiten über 100% gefunden werden.

Tabelle 4.4. Mittlere relative Feuchtigkeit (letzte Spalte), zurückbestimmt für die Modellatmosphäre 1 aus Berechnungen des Strahlungsstromes für das gleiche Modell mit einer jedoch kälteren bzw. wärmeren unteren Stratosphäre (- - - - - in Abb.4.1) In der mittleren Spalte ist die angenommene relative Feuchtigkeit der Troposphäre angegeben

Höhe und Temperatur der Tropopause	relative Feuchtigkeit	
	angenommen	wiederbestimmt
9,2 km bei 45,0 °C	100 %	60 %
	25	20
	5	5
13,3 km bei 65,0 °C	100 %	(> 100 %)
	25	28
	5	6

Tabelle 4.5. Mittlere relative Feuchtigkeit (letzte Spalte), zurückbestimmt für die Modellatmosphäre 1 aus Berechnungen des Strahlungsstromes für das gleiche Modell mit einer jedoch a) wasserdampffreien Stratosphäre b) sehr feuchten Stratosphäre

Fall	relative Feuchtigkeit	
	angenommen	wiederbestimmt
a	100 %	75 %
b	100	(> 100)
a	25 %	23 %
b	25	27
a	5 %	5 %
b	5	6

4.3.3. Änderungen des Wasserdampfgehaltes der Stratosphäre

Der Wasserdampfgehalt und die -verteilung wurden in den letzten Jahren durch eine Reihe von Ballon- und Flugzeugaufstiegen gemessen [18], deren Ergebnisse teilweise miteinander im Widerspruch stehen. Während bei verschiedenen Messungen eine Zunahme des Mischungs-

verhältnisses mit der Höhe in der oberen Stratosphäre sich ergab, deuteten andere ein konstantes Mischungsverhältnis in Höhen über 30 km an.

Da zur Konstruktion der Auswertediagramme (Abb. 4.5) eine feste Wasserdampfverteilung in der Stratosphäre angenommen war, soll anhand eines einfachen Beispiels gezeigt werden, welchen Einfluß Abweichungen von dieser auf die Auswerteergebnisse haben können. Dazu wird der Strahlungsstrom für folgende zwei Fälle berechnet:

a) Oberhalb der 140 mb-Fläche (Abb. 4.1) befindet sich *kein* Wasserdampf.

b) Die Frostpunktemperatur in der gesamten Stratosphäre über der 100 mb-Fläche ist gleich -70°C . Daraus resultiert eine gegenüber dem Modell wesentlich feuchtere obere Stratosphäre.

In beiden Fällen wird eine Wolkendecke mit $-10,0^{\circ}\text{C}$ Oberflächentemperatur in 3,85 km Höhe angenommen.

Die vorgenommenen Variationen des Wasserdampfgehaltes der Stratosphäre verursachen keine Änderungen der Meßwerte im Kanal 2 und im Kanal 4. Sie können dagegen, wie in der Tab. 4.5 gezeigt ist, eine niedrigere bzw. höhere relative Feuchtigkeit der Troposphäre bei der Auswertung vortäuschen. Diese Abweichungen wären noch größer, wenn gleichzeitig mit der Zunahme des Wasserdampfgehaltes der Stratosphäre die Temperatur derselben abnimmt oder umgekehrt.

4.3.4. Feuchtere bzw. trockenere Schichten in der Troposphäre

Es wird hier gezeigt, welchen Einfluß Abweichungen von der vorgegebenen Wasserdampfverteilung in der Troposphäre haben. Dafür wird angenommen, daß in einer Troposphäre mit konstanter relativer Feuchtigkeit von 25 bzw. 50‰ eine 1,52 km mächtige Schicht von 10 bzw. 100‰ relativer Feuchte eingebettet ist. Die Höhe dieser Schicht wurde variiert. Hierbei

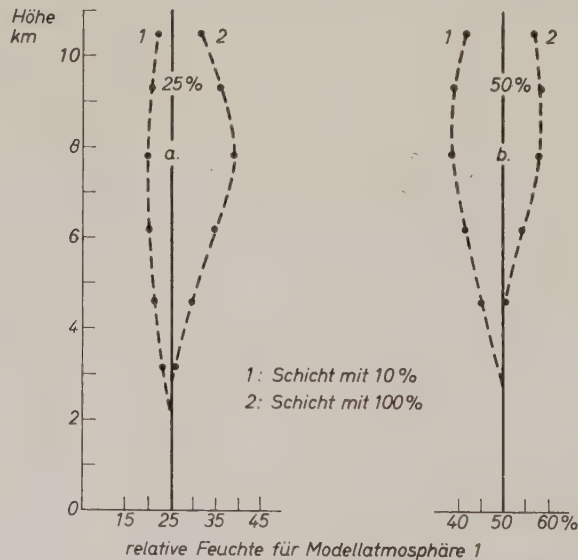


Abb. 4.6. Änderung der aus Strahlungsstromberechnungen mit dem linken Diagramm in Abb. 4.5 zurückbestimmten mittleren relativen Feuchtigkeit der oberen Troposphäre mit der Höhe einer in die Troposphäre ($f = 25\%$ bzw. 50%) eingebetteten trockenere (10%) bzw. feuchteren (100%) Schicht von 1,52 km Mächtigkeit. Die Punkte bezeichnen die Höhe dieser Schicht

muß eine Diskontinuität im Frostpunkt an den Grenzflächen der eingelagerten Schicht angenommen werden.

Für den Kanal 2 ergibt sich, daß diese Änderungen der Wasserdampfverteilung lediglich dann den zu messenden Strahlungsstrom beeinflussen, wenn sie in den Schichten der unteren Troposphäre erfolgen. Die Schwankungen der Äquivalenttemperatur betragen nicht mehr als $\pm 0,3$ grad.

Für den Kanal 1 kann jedoch gezeigt werden, daß die Änderungen der Wasserdampfverteilungen dann einen großen Effekt verursachen, wenn sie in den Schichten erfolgen, die den größten Beitrag zum Strahlungsstrom im Filterbereich des Kanals 1 (Abb.4.4) liefern. Dies ist in der Abb.4.6 gezeigt, in der die aus den berechneten Strahlungsstromwerten wiederbestimmte relative Feuchte in Abhängigkeit von der Höhe der Schichtmitte aufgetragen ist. Die so gefundenen Kurven zeigen, daß je nach der Höhe der eingelagerten Schicht Abweichungen der relativen Feuchtigkeit der Troposphäre bis zu 15% vorgetäuscht werden können. Änderungen der Wasserdampfschichtung in der unteren Troposphäre haben keinen Einfluß mehr auf die Auswertergebnisse.

4.3.5. Dünne Wolkenschicht in Höhe der Tropopause

Sehr dünne Cirren oder auch Dunstschichten können oft mit dem unbewaffneten Auge oder auch auf Photographien nicht wahrgenommen werden. Sie können jedoch im Infraroten einen beträchtlichen Teil der durch sie hindurchgehenden Strahlung absorbieren [19,20,21]. KUHN [19] bestimmte für derartige Dunstschichten in Höhe der Tropopause diesen Anteil zu etwa 10%. Diese Schichten können bei der Berechnung der Auswertediagramme nicht berücksichtigt werden.

Sind solche Schichten vorhanden, dann werden durch sie höhere Werte der relativen Feuchte und tiefere Oberflächentemperaturen vortäuschen. Für eine Abschätzung der entstehenden Fehler wird der Strahlungsstrom in den Filterbereichen der Kanäle 1 und 2 für den Modellfall einer dünnen Wolkenschicht mit dem grauen Absorptionsvermögen A_{wo} berechnet, deren Oberfläche in Tropopausenhöhe liegt. Unter dieser Wolke ist die Troposphäre wolkenlos.

Von den gefundenen Ergebnissen werden wiederum für die Modellatmosphäre 1 die relative Feuchtigkeit und die Oberflächentemperatur bestimmt.

Tabelle 4.6. Relative Feuchtigkeit f und Oberflächentemperatur T_{ob} , zurückbestimmt für die Modellatmosphäre 1 aus Strahlungsstromberechnungen mit einer Wolkenschicht verschiedenen Absorptionsvermögens A_{wo} in Tropopausenhöhe

relative Feuchte	5%		25%		100%	
A_{wo}	f %	T_{ob} °C	f %	T_{ob} °C	f %	T_{ob} °C
0,00	5	+ 15	25	+ 15	100	+ 15
0,05	6	+ 12	26	+ 12	—	+ 12
0,10	7	+ 9	29	+ 9	—	+ 8
0,20	9	+ 5	38	+ 4	—	+ 2

Die gefundenen Werte zeigen, daß bei an sich schon hoher relativer Feuchtigkeit der Troposphäre die Meßwerte des Kanals 1 so klein werden können, daß innerhalb des Gültigkeitsbereiches der Auswertediagramme kein Feuchtwert ermittelt werden kann.

4.3.6. Oberflächen mit einem Emissionsvermögen $\varepsilon < 1$

Bei allen bisherigen Überlegungen war angenommen, daß sowohl Wolken- als auch die Bodenoberflächen wie schwarze Körper mit der ihnen eigenen Oberflächentemperatur emittieren. Es ist jedoch bekannt [22–25], daß Wasser- und auch Bodenoberflächen einfallende Wärmestrahlung nicht vollkommen absorbieren, sondern einen Teil derselben wieder reflektieren. Dabei können das Reflexionsvermögen bzw. das Absorptionsvermögen eine typische Bandenstruktur zeigen. LYON und BURNS [25] fanden z. B. für Granit, Obsidian und Dunit ein mittleres Absorptionsvermögen von 0,8 (bei 350 °K) innerhalb des Spektralbereiches von Kanal 2. Diese Gesteine zeigen ein besonders hohes Reflexionsvermögen zwischen 9 und 10 μm (Schwingungsbande des Si-O). DEIRMENDJIAN [26] konnte anhand von Berechnungen für Wolkenmodelle zeigen, daß diese im gleichen Spektralbereich einen erheblichen Anteil der einfallenden Wärmestrahlung reflektieren können.

Wird die an der Unterlage reflektierte atmosphärische Gegenstrahlung bei der Berechnung des aufwärtsgerichteten Strahlungsstromes berücksichtigt, dann gestaltet sich diese Berechnung etwas umständlicher als im Abschnitt 3.3 beschrieben ist. Es ist erst der aufwärtsgerichtete Strahlungsstrom für ein Emissionsvermögen $\varepsilon < 1$ der Unterlage zu bestimmen. Sodann muß der auf diese Unterlage einfallende Strahlungsstrom bestimmt werden, von dem ein Teil $(1 - \varepsilon)$ an dieser reflektiert wird und entsprechend dem Durchlässigkeitsvermögen der gesamten Atmosphäre diese verlassen kann. In den Berechnungen hierfür wird spiegelnde Reflexion angenommen, obwohl der Erdboden diffus reflektiert. Diese Vereinfachung soll für die folgende Abschätzung genügen.

Die Abnahme des Emissionsvermögens der strahlenden Unterlage bewirkt eine Abnahme des in der Gl. (4.5) definierten Anteils der von dieser emittierten Strahlung am gesamten Strahlungsstrom. Dadurch werden vor allem bei sehr trockener Atmosphäre die Oberflächentemperaturen für die Modellbedingungen etwas zu tief bestimmt. Einige Werte für verschiedenes Emissionsvermögen des Bodens sind in der Tab. 4.7 zusammengestellt.

Tabelle 4.7. Äquivalenttemperaturen $T_{\text{äqu}}$ für den Kanal 2 bei wolkenloser Modellatmosphäre 1 mit einem Boden verschiedenen Emissionsvermögens $\varepsilon < 1$
Daraus wurde T_{ob} , die Oberflächentemperatur, für $\varepsilon = 1$ bestimmt

relative Feuchte	50%		250%		1000%	
	$T_{\text{äqu}}$ °K	T_{ob} °C	$T_{\text{äqu}}$ °K	T_{ob} °C	$T_{\text{äqu}}$ °K	T_{ob} °C
Emissionsvermögen						
1,00	281,0	+ 15	278,8	+ 15	276,0	+ 15
0,98	279,8	+ 13	278,0	+ 14	275,8	+ 15
0,95	278,6	+ 12	277,0	+ 13	275,3	+ 14
0,90	276,6	+ 10	275,6	+ 11	274,8	+ 13
0,85	274,3	+ 7	273,8	+ 9	274,3	+ 12
0,80	272,2	+ 5	272,7	+ 7	273,7	+ 11

5. Auswertung von Meßdaten

Es sollen nun die mittlere relative Feuchtigkeit der oberen Troposphäre und die Temperatur der strahlenden Unterlage nach dem im Abschnitt 4.2.2 beschriebenen Verfahren aus Meßwerten bestimmt werden, die in den Kanälen 1 und 2 gleichzeitig gemessen wurden. Dies

erfolgt durch einen Vergleich der gemessenen Wertepaare mit solchen, die für bestimmte Modellschichtungen berechnet wurden.

Als Beispiel sind die Meßdaten ausgewählt, die der Satellit TIROS III am 13. Juli 1961 während seiner 15. und 18. Umrundung im Längenbereich zwischen 44°W und 100°E gewonnen hat. Alle Auswertungen erfolgten mittels der Rechenmaschine IBM 7090 des Institutes für Plasmaphysik in Garching bei München.

5.1. Nadirwinkelabhängigkeit der Meßdaten

Bei der Auswertung der Strahlungsmeßdaten muß auch deren Nadirwinkelabhängigkeit berücksichtigt werden, denn mit zunehmendem Nadirwinkel nimmt auch die effektive Dicke der durchstrahlten Schichten zu [Gl. (4.4)]. Eine Vorstellung von der Größenordnung der zu erwartenden Nadirwinkelabhängigkeit der Meßwerte der Kanäle 1 und 2 vermitteln die Differenzen zwischen den für $N > 0^\circ$ und $N = 0^\circ$ berechneten Äquivalenttemperaturen. Diese wurden für wolkenlose Modellatmosphären berechnet.

Tabelle 5.1. Differenzen zwischen den für $N > 0^\circ$ und $N = 0^\circ$ berechneten Äquivalenttemperaturen der Strahlungsströme in beiden Modellatmosphären

Nadirwinkel	f %	Atmosphäre 1		Atmosphäre 2	
		Kanal 1 Grad	Kanal 2 Grad	Kanal 1 Grad	Kanal 2 Grad
20°	100	—0,3	—0,5	—0,5	—1,0
	25	—0,5	—0,2	—0,8	—0,5
	5	—0,8	—0,0	—1,0	—0,3
30°	100	—1,0	—1,0	—1,5	—2,0
	25	—1,2	—0,5	—1,8	—1,4
	5	—1,7	—0,3	—2,3	—1,0
40°	100	—2,0	—1,8	—2,8	—3,5
	25	—2,3	—1,3	—3,3	—2,5
	5	—3,0	—1,0	—4,0	—1,7
50°	100	—3,5	—3,5	—4,5	—6,8
	25	—4,3	—2,5	—5,5	—4,7
	5	—5,8	—1,8	—6,5	—3,5

Die Ergebnisse zeigen eine Abnahme der zu messenden Werte mit zunehmendem Nadirwinkel. Danach würden bei einer Auswertung der bei Nadirwinkeln $N > 0^\circ$ gemessenen Daten mit den Auswertediagrammen für $N = 0^\circ$ (Abb. 4.5) die relative Feuchte zu hoch und die Oberflächentemperatur zu tief bestimmt werden. Bei einer an sich schon hohen Feuchtigkeit der Troposphäre könnte sogar innerhalb des Diagrammbereiches kein Feuchtwert ermittelt werden.

Es werden daher alle innerhalb der Nadirwinkelbereiche $0^\circ \leq N \leq 29^\circ$, $30^\circ \leq N \leq 44^\circ$ und $45^\circ \leq N \leq 50^\circ$ gemessenen Wertepaare mit entsprechenden Diagrammen für $N = 0^\circ$, $N = 40^\circ$ und $N = 50^\circ$ ausgewertet. Mit dieser groben Einteilung werden allerdings geringfügige Fehler bei der Auswertung in Kauf genommen. Eine feinere Unterteilung erscheint aber wegen der geringen Meßgenauigkeit als unzumutbar.

Es läßt sich zeigen, daß bei Einlagerung einer geschlossenen Wolkendecke die Nadirwinkelabhängigkeit der Werte mit zunehmender Wolkenhöhe abnimmt. Liegt diese in Tropopausenhöhe, dann nehmen die berechneten Werte wegen der wärmeren oberen Stratosphäre mit zunehmendem Nadirwinkel zu.

Ein Einfluß des Nadirwinkels auf die gemessenen Werte kann nur dann festgestellt werden, wenn über dem gleichen Gebiet kurzfristig hintereinander Strahlung bei verschiedenen Nadirwinkeln gemessen worden ist. Dies ist nur dann möglich, wenn beide Eingänge eines Empfängers abwechselnd zur Erde gerichtet sind. LARSEN [28] fand bei so gewonnenen Meßwerten des Kanals 2, gemessen über der wolkenlosen Sahara, eine Differenz von 5 grd zwischen den bei Winkeln um 50° und den bei Winkeln um 20° gemessenen Äquivalenttemperaturen. Diese Differenz liegt in der gleichen Größenordnung wie die für die Modellatmosphäre 2 berechneten Werte (vgl. Tab. 5.1, letzte Spalte).

Über Gebieten mit durchbrochener Bewölkung wird die Nadirwinkelabhängigkeit der gemessenen Daten wesentlich größer sein, denn infolge der Kulissenwirkung erscheint eine durchbrochene Wolkendecke bei schräger Sicht als vollkommen geschlossen. Ebenso nimmt die effektive Dicke vertikal dünner Wolkenschichten mit zunehmendem Nadirwinkel zu [21], so daß allein dadurch der zu messende Strahlungsstrom mit zunehmendem Nadirwinkel abnimmt. Diese zusätzlichen Einflüsse können jedoch bei der Auswertung der TIROS III-Meßwerte nicht berücksichtigt werden. Sie können aber vermieden werden, wenn die Strahlungsstrommessungen nur in vertikaler Richtung bzw. nur sehr geringen Nadirwinkel erfolgen. Solche Messungen, allerdings nicht in den Spektralbereichen der TIROS-Strahlungsempfänger, wurden erstmalig vom Satelliten NIMBUS I aus unternommen [28].

5.2. Synoptische Karten der Meßwerte

Zur Darstellung der Meßwerte in synoptischen Karten werden alle während eines Umlaufes innerhalb von Gradfeldern von 2° Länge und 2° Breite gemessenen Daten gemittelt. Dabei geht die für die Auswertung wichtige strenge Gleichzeitigkeit der Meßwerte der Kanäle 1 und 2 verloren. Ebenso bleibt unberücksichtigt, daß bei geeigneter Orientierung der Satellitenachse zum Radiusvektor der Erde durch den Satelliten Strahlung von einem Gebiet zeitlich nacheinander und unter wesentlich verschiedenen Nadirwinkeln [27] gemessen werden kann. Im Interesse eines Ausgleichs zufälliger Fehler, die durch den eingestreuten Rauschpegel verursacht werden, ist jedoch eine solche Mittelung ratsam.

Nicht berücksichtigt werden alle bei Nadirwinkeln über 50° gemessenen Daten, da diese beträchtliche Fehler der Lokalisierung aufweisen können. Weiterhin werden die Meßwerte von solchen Orten ausgelassen, über denen einer der drei Infrarotkanäle Äquivalenttemperaturen unterhalb 215°K gemessen hat, während die beiden anderen Kanäle Werte über 225°K gemessen haben. Die Modellrechnungen (Tab. 4.2) ergaben hierfür, daß Äquivalenttemperaturen dieser Größenordnung in allen drei Kanälen nahezu gleich sein müssen. Größere Abweichungen voneinander können daher nur eine Folge des eingestreuten Rauschpegels sein.

Die so bestimmten Strahlungsfelder sind in den Abb. 5.1, 5.2 und 5.3 wiedergegeben. Ergänzend dazu zeigt die Abb. 5.4 die geographische Verteilung des mittleren Nadirwinkels aller Messungen innerhalb jedes Gradfeldes.

In allen drei Karten der Meßwerte der drei Infrarotkanäle zeichnen sich „warme“ und „kalte“ Gebiete ab. Die warmen Gebiete liegen etwa in Höhe der Subtropengürtel. Sie sind in

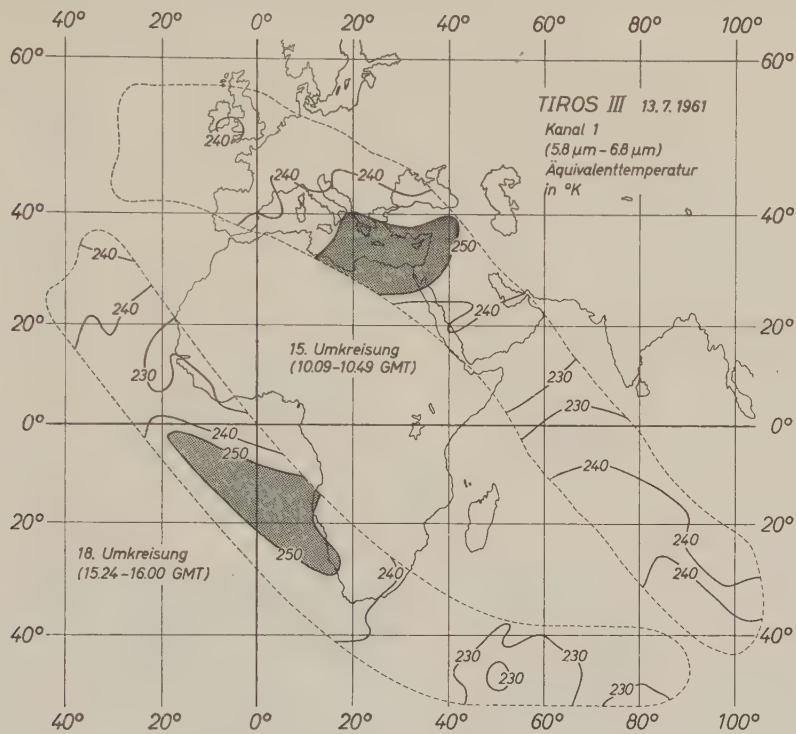


Abb. 5.1. Meßwerte des Kanals 1 (5,8 bis 6,8 μm)

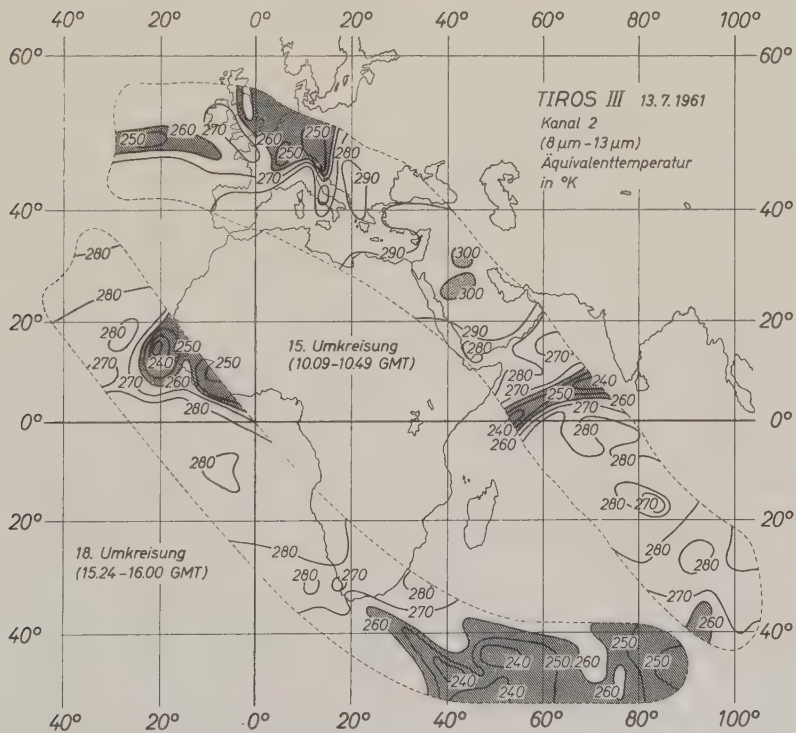


Abb. 5.2. Meßwerte des Kanals 2 (8 bis 13 μm)

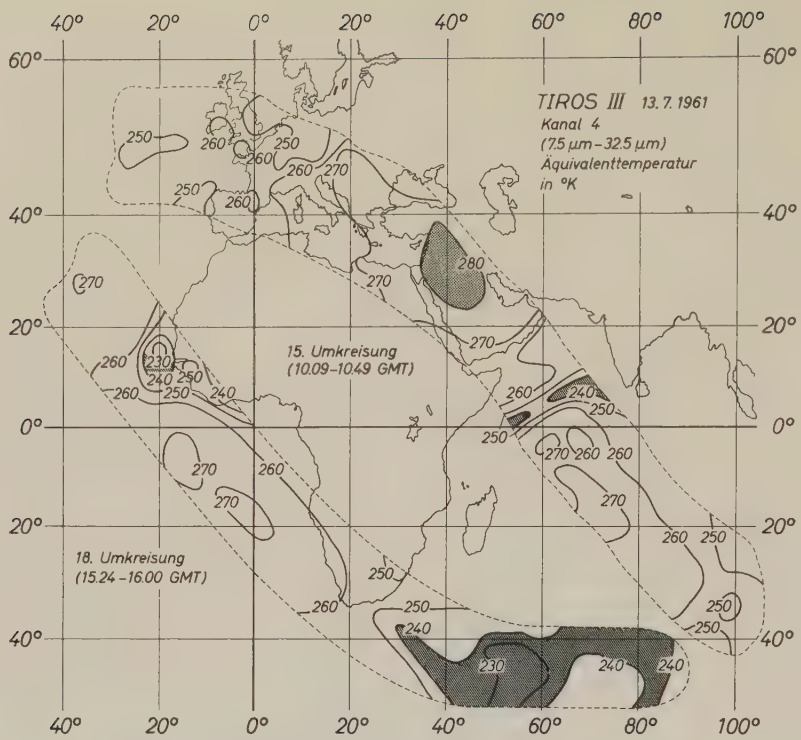


Abb.5.3. Meßwerte des Kanals 4 (7,5 bis 32,5 μm)

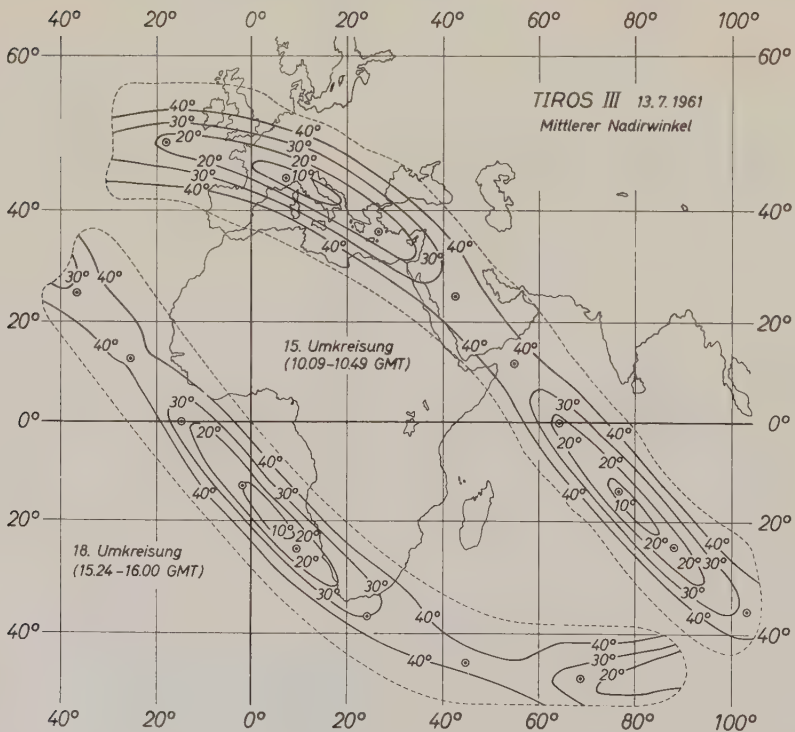


Abb.5.4. Mittlere Nadirwinkel N , bei denen vom Satelliten TIROS III Strahlung gemessen wurde. Die Kreise $\circ$ beschreiben den Verlauf der auf die Erdoberfläche projizierten Satellitenbahn

den Abbildungen durch Raster hervorgehoben. Die Gebiete mit geringer Äquivalenttemperatur (Schraffur) liegen im Bereich des meteorologischen Äquators (Nordsommer), über Europa und südlich 40° südlicher Breite.

In Kanal 1 sind, wie schon die Modellrechnungen im Abschnitt 4.2.1 erwarten ließen, Äquivalenttemperaturen zwischen 225 und 255°K gemessen worden. Die Meßwerte im Kanal 2 liegen zwischen 230 und 300°K. Diejenigen des Kanals 4 sind wegen dessen Empfindlichkeit in der 15 µm-Bande des CO₂ etwas tiefer und betragen zwischen 230 und 285°K.

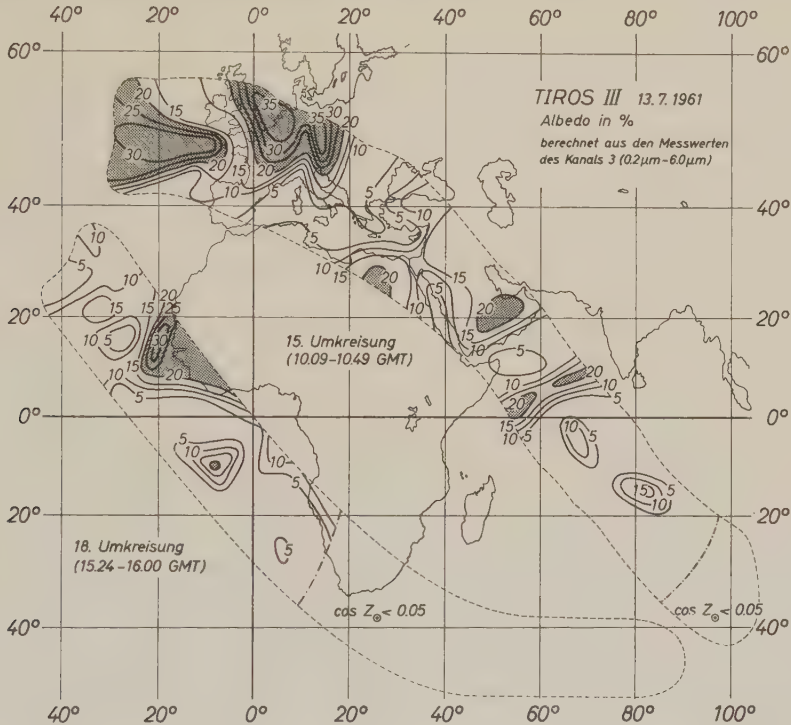


Abb. 5.5. Albedo, berechnet nach Gl. (2.1) aus den Meßwerten des Kanals 3 (0,2 bis 6,0 µm)

Gebiete hoher Äquivalenttemperaturen liegen in allen drei Darstellungen nicht in genau gleichen geographischen Bereichen. Der Kanal 1 hat z. B. während der 15. Umkreisung über dem östlichen Mittelmeer und den angrenzenden Ländern Äquivalenttemperaturen über 250°K gemessen. Dies läßt auf eine sehr trockene obere Troposphäre schließen. Beim Übergang zum Zentrum Arabiens hin nehmen die Meßwerte des Kanals 1 um etwa 15grd ab. Hier haben aber die Kanäle 2 und 4 maximale Temperaturen gemessen. Dabei liegt das Maximum der Meßwerte des Kanals 4 etwas nördlich von dem der Meßwerte des Kanals 2. Es scheint also die relative Feuchtigkeit der oberen und teilweise der unteren Troposphäre über dem Zentrum Arabiens höher gewesen zu sein als über dem Mittelmeergebiet.

Eindeutig haben dagegen alle drei Kanäle tiefe Temperaturen über gleichen Gebieten gemessen, die durch eine Schraffur in den Abb. 5.1, 5.2 und 5.3 hervorgehoben sind. Dieser Zusammenhang zwischen den Meßwerten aller drei Kanäle ist auf den Einfluß von teilweise sehr hohen Wolken zurückzuführen, die auch in der synoptischen Darstellung der mittleren

Albedo (Abb. 5.5) als Gebiete mit relativ hoher Albedo in Erscheinung treten. Diese Albedowerte wurden nach Gl. (2.1) aus den Meßwerten des Kanals 3 (0,2 bis 6,0 μm) berechnet.

Über Europa und dem östlichen Atlantik konnten so zwei geschlossene Wolkenfelder lokalisiert werden, deren Lage in der Wetterkarte vom gleichen Tage [29] bestätigt wird. Zwischen beiden Gebieten ermöglicht lockere Bewölkung, daß die Kanäle 2 und 4 auch teilweise die vom wärmeren Untergrund emittierte Strahlung messen können. Die Meßwerte über diesem Gebiet sind daher um etwa 10 grd höher als in der Umgebung. Wegen der geringeren Albedo des bewachsenen Bodens und der Meeresflächen sind die Albedowerte dagegen kleiner als über den Wolken.

Südosteuropa und das Gebiet des östlichen Mittelmeeres waren am gleichen Tage wolkenlos. Der Verlauf der 290 °K-Isotherme (Abb. 5.2) entlang der Küste Vorderasiens und Nordafrikas bezeichnet deutlich den Temperaturunterschied zwischen dem Wasser des Mittelmeeres und den angrenzenden Landflächen. Ebenso kann aus dem Verlauf der Kurven konstanter Albedo in Abb. 5.5 zwischen den dunklen Wasserflächen des Mittelmeeres, des Roten Meeres und des Indischen Ozeans und den sehr hellen Landflächen Vorderasiens und Arabiens unterschieden werden. Die Atmosphäre über Südarabien und dem angrenzenden Indischen Ozean war am gleichen Tage ebenfalls wolkenlos [30].

Die Albedowerte in Abb. 5.5 sind infolge der Empfindlichkeitsabnahme des Kanals 3 vor und nach dem Start des Satelliten kleiner als die zu erwartenden Werte [31–33]. Die Albedo der unbedeckten Meeresoberfläche kann z. B. zwischen 4 und etwa 10% betragen [2]. Aus den Meßwerten des Kanals 3 wurden aber nur Werte um 0 bis 3% ermittelt. Ebenso reflektieren sehr dicke, geschlossene Wolkenflächen etwa 40 bis 75% der einfallenden Sonnenstrahlung. Es wurden aber nur Werte um 20 bis 35% gefunden.

Fehler in der gleichen Größenordnung zeigen auch die Albedowerte, die nach (2.1) aus den Meßwerten des Kanals 5 (0,5 bis 0,7 μm) berechnet wurden. Diese müßten eng mit denen des Kanals 3 korreliert sein. Von den Meßdaten mehrerer Umkreisungen wurden daher Korrelationskoeffizienten berechnet. Dabei wurden Werte zwischen 0,7 und 0,95 gefunden, wobei sich eine deutliche Abnahme der Korrelation mit zunehmender Lebenszeit des Satelliten abzeichnet. Diese Abnahme der Korrelation ist eine Folge der Empfindlichkeitsabnahme und einer damit verbundenen relativen Zunahme des eingestreuten Rauschpegels.

Wegen dieser Ungenauigkeiten sollen die Albedowerte nur für Vergleiche herangezogen werden.

Der Vergleich der synoptischen Darstellungen der Meßwerte aller drei Infrarotkanäle (Abb. 5.1, 5.2 und 5.3) läßt auf einen statistischen Zusammenhang zwischen diesen schließen. Das bestätigen auch Auszählungen der Häufigkeiten aller bei Nadirwinkeln $N < 20^\circ$ gemessenen Wertepaare (Abb. 5.6).

Diese Auszählungen vermitteln aber auch einen Eindruck von der Streuung der Meßdaten, denn die gefundenen Häufigkeiten streuen weit um die durch Kurven angegebenen Bereiche, innerhalb derer bei einer durch das Modell 2 beschriebenen Atmosphäre die zu messenden Wertepaare streuen dürfen.

Die gefundene Verteilung der Häufigkeiten der Meßwerte der Kanäle 1 und 2 erscheint gegenüber diesem Gebiet etwas nach links verschoben und zeigt besonders im oberen Teil bei sehr niedrigen Temperaturen (Kanal 2: $T_{\text{äqu}} < 250^\circ\text{K}$) eine große Streuung, die nicht nur auf Abweichungen der tatsächlichen von der für das Modell 2 vorgegebenen Schichtung beruhen kann. Im unteren Teil des Diagrammes (Kanal 2: $T_{\text{äqu}} > 270^\circ\text{K}$) kann die Korrela-

tion der Daten beider Kanäle durchaus eine Folge des Auftretens hoher Feuchtigkeiten über bewölkten Gebieten sein. Die Korrelationskoeffizienten, die für alle innerhalb von vier Nadirwinkelbereichen gemessenen Wertepaare berechnet wurden, haben Werte zwischen 0,58 und 0,88 (Tab. 5.2). Allerdings müßte dieser Zusammenhang anhand genauerer Daten sowie mit gleichzeitig erfolgten meteorologischen Beobachtungen vom Boden oder vom Flugzeug aus nochmals überprüft werden.

Wesentlich enger ist die Korrelation der Meßwerte der Kanäle 2 und 4 (Tab. 5.2), denn beide Kanäle empfangen im Fensterbereich zwischen 8 und 12 μm die vom Boden oder von Wolken emittierte Strahlung. Die großen mittleren Fehler der Abschätzung und die breite Zahlen-

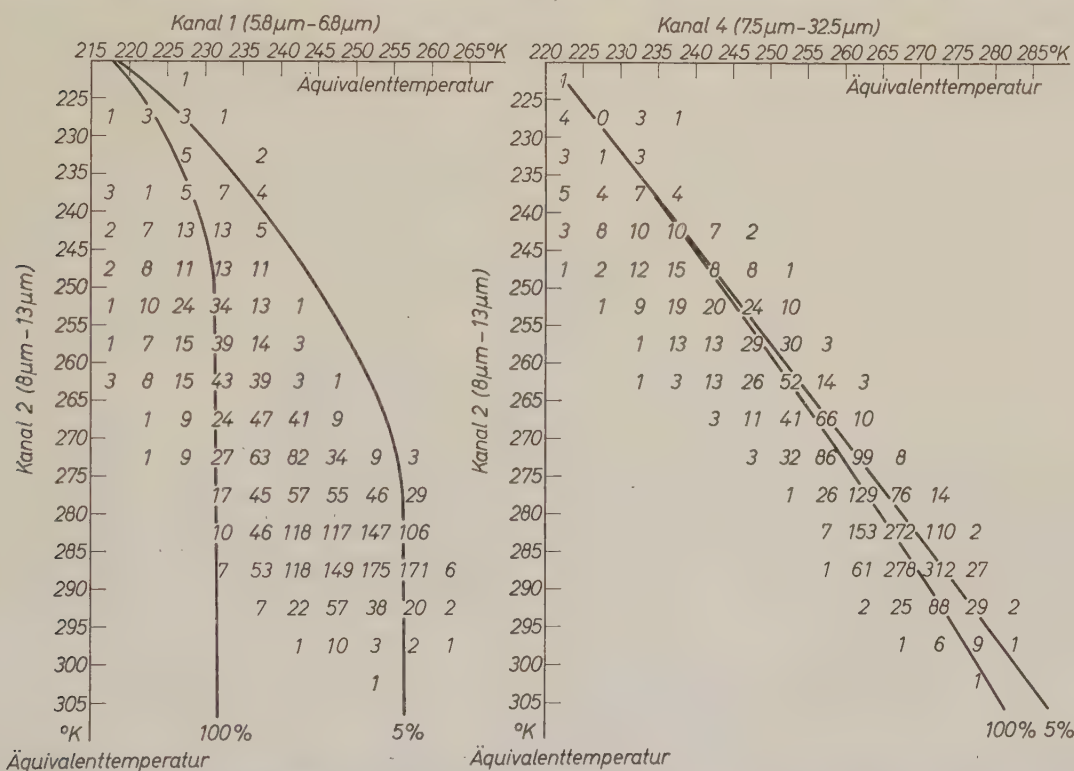


Abb. 5.6. Häufigkeiten aller Wertepaare der Äquivalenttemperaturen in den Kanälen 1 und 2 bzw. 4 und 2 die während der 15. und der 18. Umkreisung über den in den Abb. 5.1 bis 5.5 bezeichneten Gebieten gemessen wurden ($N = 20^\circ$). Die ausgezogenen Kurven beschreiben die bei der Modellschichtung der Atmosphäre 2 (bei einer relativen Feuchtigkeit der Troposphäre von 5 bzw. 100%) mögliche Beziehung zwischen den Äquivalenttemperaturen für die Kanäle 1 und 2 bzw. 2 und 4

wolke im Häufigkeitsdiagramm (Abb. 5.6) zeigen aber, daß auch hier die Streuung sehr groß ist. Die meisten Wertepaare liegen links neben dem für die Modellatmosphäre 2 berechneten Streubereich, also bei zu niedrigen Äquivalenttemperaturen im Kanal 4. Dies kann schon eine Folge der Empfindlichkeitsabnahme beider Kanäle sein. Vermutlich war jedoch der Kanal 4 im Bereich zwischen 16 und 32,5 μm wesentlich unempfindlicher als die Empfindlichkeitskurven in der Abb. 2.3 angeben. Dies fand auch ROCHE mit seinen Mitarbeitern [34] bei einer Nachzeichnung von Doppelanfertigungen der im TIROS III eingebauten Strahlungsempfänger¹.

¹ Diese Untersuchungen wurden erst nach dem Abschluß dieser Arbeiten zugänglich.

Tabelle 5.2. Korrelationskoeffizienten KK und mittlere Fehler der Abschätzung FA aller Wertepaare der Meßwerte der Kanäle 1, 2 und 4 und der Albedo, die innerhalb folgender vier Nadirwinkelbereiche gemessen wurden: a) $0^\circ < N < 20^\circ$; b) $21^\circ < N < 30^\circ$; c) $31^\circ < N < 40^\circ$; d) $41^\circ < N < 50^\circ$

		Kanal 1		Kanal 2		Kanal 4		Albedo	
		KK	FA	KK	FA	KK	FA	KK	FA
Kanal 1	a	15. Umkreisung		0,70	7,8°K	0,72	5,4°K	−0,54	8,9‰
	b			0,74	9,8°K	0,75	7,8°K	−0,36	10,2‰
	c			0,58	11,0°K	0,56	9,2°K	0,17	9,3‰
	d			0,60	11,6°K	0,56	9,3°K	−0,10	7,8‰
Kanal 2	a	0,88	7,0°K	/		0,92	3,1°K	−0,77	6,7‰
	b	0,77	9,0°K			0,93	4,3°K	−0,58	8,9‰
	c	0,76	10,2°K			0,91	4,7°K	−0,12	9,2‰
	d	0,71	10,6°K			0,90	4,9°K	−0,21	7,6‰
Kanal 4	a	0,88	6,3°K	0,95	4,1°K	/		−0,72	7,3‰
	b	0,77	8,0°K	0,92	4,8°K			−0,48	9,6‰
	c	0,74	9,2°K	0,92	5,5°K			0,02	9,3‰
	d	0,65	10,3°K	0,85	7,1°K			−0,10	7,8‰
Albedo	a	0,01	6,7‰	−0,47	5,9‰	−0,12	6,7‰	18. Umkreisung	
	b	−0,32	8,6‰	−0,73	6,2‰	−0,59	7,3‰		
	c	−0,59	7,9‰	−0,77	6,2‰	−0,68	7,1‰		
	d	−0,59	7,8‰	−0,79	6,0‰	−0,71	6,9‰		

Die Korrelation der Albedo mit den Meßdaten der drei Infrarotkanäle ist meist negativ. Dies entspricht einem Überwiegen derjenigen Fälle, bei denen tiefe Äquivalenttemperaturen über Gebieten hoher Albedo gemessen wurden. Die Korrelation wäre nur dann positiv, wenn nur über wolkenlosen Gebieten gemessene Wertepaare miteinander korreliert würden, wo hohe Bodentemperaturen über hellen Wüstenböden und tiefe Temperaturen über dunklen Meeresflächen auftreten.

5.3. Relative Feuchtigkeit der oberen Troposphäre und Oberflächentemperatur der strahlenden Unterlage

Mit den im Abschnitt 4.2.2 besprochenen Auswertediagrammen werden nun aus den Mitteln der Meßwerte der Kanäle 1 und 2 innerhalb jedes Gradfeldes von $2^\circ \times 2^\circ$ die mittlere relative Feuchtigkeit der oberen Troposphäre sowie die Temperatur der strahlenden Unterlage bestimmt. Bei der Auswertung werden für alle nördlich $40^\circ N$ und südlich $40^\circ S$ gemessenen Wertepaare die Diagramme für die Modellatmosphäre 1 und für alle übrigen die für die Modellatmosphäre 2 benutzt. Ebenso wird der Nadirwinkelinfluß berücksichtigt (Abschnitt 5.1).

Die synoptischen Karten der mittleren relativen Feuchtigkeit der oberen Troposphäre und der Oberflächentemperatur der strahlenden Unterlage (Wolken oder Boden) sind in den Abb. 5.7 und 5.8 wiedergegeben. Durch Raster sind Gebiete geringer Feuchte bzw. hoher Oberflächentemperatur hervorgehoben. Alle Gebiete, über denen keine Werte der relativen Feuchtigkeit ermittelt werden konnten bzw. über denen die Oberflächentemperatur tiefer als $-20^\circ C$ ist, wurden mit einer Schraffur versehen.

Die Ergebnisse in der Abb. 5.7 bestätigen die vermuteten trockenen Gebiete in den Bereichen der Subtropengürtel. Überraschend hoch ist die relative Feuchtigkeit der oberen Tropo-

sphäre über der arabischen Halbinsel, obwohl deren Oberflächentemperatur aus den Strahlungsmessungen zu über $+50^{\circ}\text{C}$ bestimmt worden ist. Nach dem Äquator und nach den Polen hin nimmt die relative Feuchte zu. Sie scheint dabei über bewölkten Gebieten besonders hoch zu sein, wodurch sich die im Abschnitt 5.2 besprochene enge Korrelation zwischen den Meßwerten der Kanäle 1 und 2 erklären ließe. Dies stimmt allerdings nicht in allen Fällen: Über dem südlichen Atlantik (8°W) und über dem Indischen Ozean (82°E) lassen relativ hohe Werte der Albedo (Abb. 5.5) auf das Vorhandensein von Bewölkung schließen. Über diesen Gebieten wurden Werte der Oberflächentemperatur zwischen $+12^{\circ}\text{C}$ und $+14^{\circ}\text{C}$ bzw. 0°C und $+10^{\circ}\text{C}$ ermittelt, woraus auf sehr tiefe Wolken geschlossen werden kann. Die Troposphäre ist hier als sehr trocken bestimmt worden (8 bis 20%). In anderen Gebieten mit den

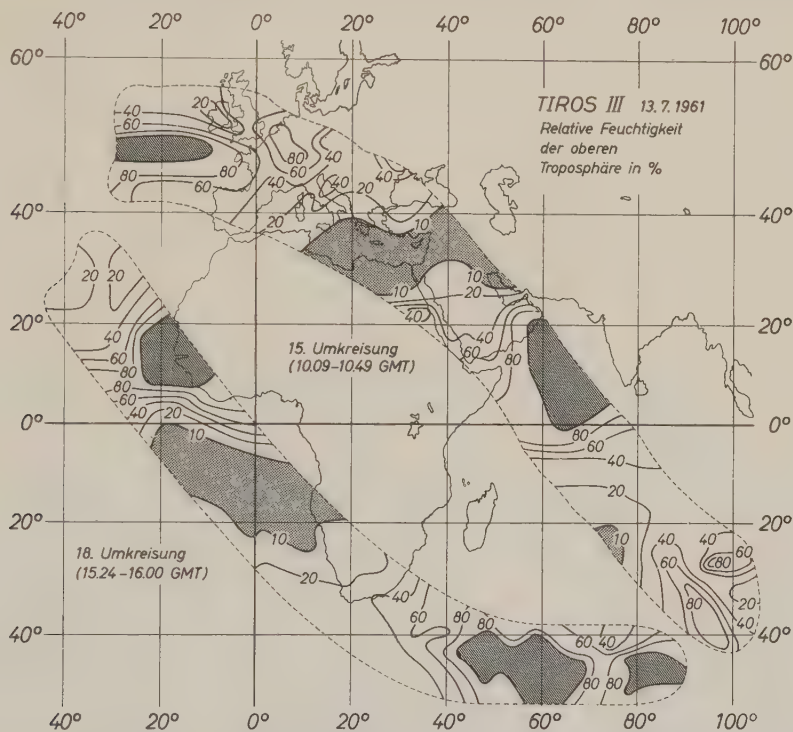


Abb. 5.7. Relative Feuchtigkeit der oberen Troposphäre, bestimmt aus den Meßwerten der Kanäle 1 und 2

gleichen Oberflächentemperaturen ist dagegen die relative Feuchtigkeit sehr hoch bzw. innerhalb der Gültigkeitsbereiche der Auswertediagramme nicht bestimmbar. Über diesen Gebieten bewirken möglicherweise Dunstschichten oder Cirren, vielleicht zusammen mit einer kälteren und feuchteren Stratosphäre als angenommen, daß die Meßwerte des Kanals 1 sehr niedrig sind. Daher kann innerhalb der Diagrammbereiche kein Schnittpunkt der durch die Meßwerte beider Kanäle bestimmten Kurven gefunden werden. Diese Gebiete fallen sehr gut mit denen zusammen, für die nach den Werten der Oberflächentemperatur und der Albedo auf teilweise sehr hohe Bewölkung geschlossen werden kann.

Das Fehlen von gleichzeitigen Messungen der atmosphärischen Schichtung macht einen Vergleich der bestimmten Werte mit den tatsächlichen unmöglich. Insbesondere wären gleichzeitige Radiosondenaufstiege über bewölkten Gebieten wünschenswert. Die gewöhnlichen

Radiosonden erfassen den Wasserdampf der oberen Troposphäre allerdings sehr ungenau oder überhaupt nicht. Ebenso liegen gleichzeitige Messungen der Bodentemperatur nicht vor. Es können daher nur die über wolkenlosen Gebieten, ausgezeichnet durch eine sehr geringe Albedo, ermittelten Oberflächentemperaturen des Meeres mit den mittleren Wassertemperaturen im Juli verglichen werden. Diese Mittelwerte wurden einem Atlas der U.S. NAVY [35] entnommen. Sie stimmen gut mit den Temperaturwerten verschiedener Schiffsmeldungen überein.

Die geographischen Koordinaten bezeichnen den Mittelpunkt von größeren Gebieten (4° Länge $\times$ 4° Breite), deren Temperaturwerte in der Tab. 5.3 miteinander verglichen werden.

Die aus den Strahlungsmessungen abgeleiteten Oberflächentemperaturen sind im Mittel um etwa 1° grad tiefer als die Wassertemperaturen. Dieser systematische Unterschied kann auf einer noch ungenügenden Berücksichtigung der Absorption durch H_2O , CO_2 und O_3 (insbesondere

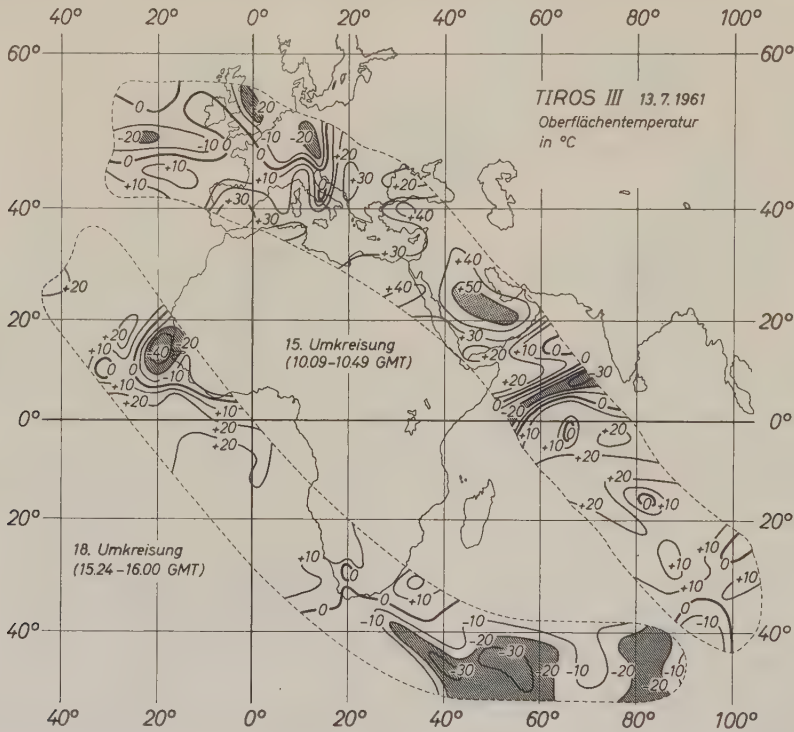


Abb. 5.8. Oberflächentemperatur der strahlenden Unterlage (Wolken oder Erdoberfläche), bestimmt aus den Meßwerten der Kanäle 1 und 2

Tabelle 5.3. Vergleich der mittleren Wassertemperatur im Juli mit der aus Strahlungsmessungen über den gleichen Gebieten ermittelten Oberflächentemperatur

	geographische		Wassertemperatur °C	Oberflächentemperatur °C
	Länge	Breite		
östliches Mittelmeer	18° E	32° N	+ 24 bis + 25	+ 22 bis + 24
Atlantischer Ozean	20° W	0°	+ 24 bis + 26	+ 22 bis + 24
	0°	20° S	+ 18 bis + 20	+ 18 bis + 19
Indischer Ozean	70° E	10° S	+ 24 bis + 27	+ 23 bis + 27

durch den Wasserdampf der unteren Troposphäre) beruhen. Er kann aber auch dadurch verursacht werden, daß bei allen Strahlungsstromberechnungen die emittierende Unterlage als vollkommen schwarz angenommen wird. Das mittlere Emissionsvermögen einer Wasseroberfläche im Spektralbereich des Kanals 2 beträgt aber 0,98 [22]. Dadurch kann die Oberflächentemperatur um etwa 1 grd zu tief bestimmt werden (Abschnitt 4.3.6). Weiterhin kann diese Differenz schon eine Folge der Empfindlichkeitsabnahme der Empfänger sein. Diese tritt bei den Meßwerten von späteren Umläufen noch viel stärker in Erscheinung [31, 32].

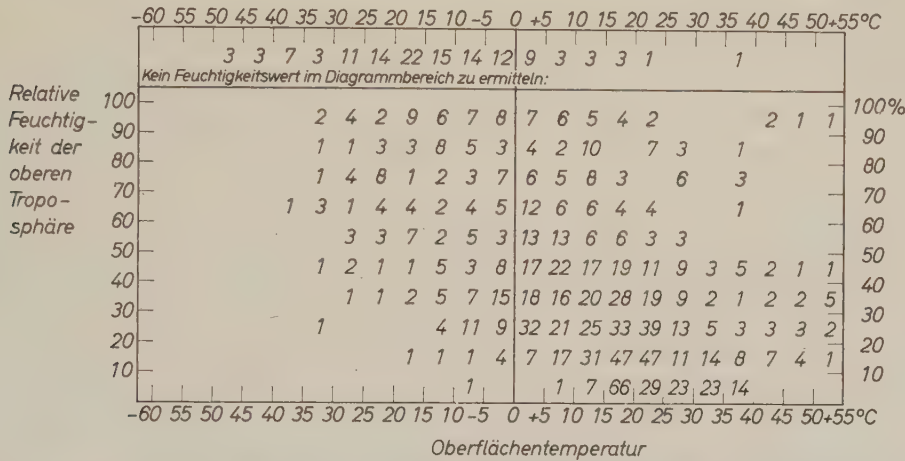


Abb. 5.9. Häufigkeiten der Wertepaare der relativen Feuchtigkeit und der Oberflächentemperatur, die bei der Auswertung ermittelt wurden

In der Abb. 5.9 sind die Häufigkeiten aller Wertepaare der mittleren relativen Feuchtigkeit der oberen Troposphäre und der ermittelten Oberflächentemperatur angegeben. Diese Auszählung bestätigt den statistischen Zusammenhang zwischen der Oberflächentemperatur und der relativen Feuchtigkeit der (oberen) Troposphäre. Allerdings ist die Streuung, obwohl diese Wertepaare aus Mittelwerten der Meßwerte der Kanäle 1 und 2 innerhalb von Gradfeldern von $2^\circ \times 2^\circ$ ermittelt wurden, noch sehr groß.

6. Schluß

Es wurde ein Verfahren besprochen, nach dem aus Meßwerten der die Erdatmosphäre in zwei verschiedenen Spektralbereichen verlassenden Wärmestrahlung die Oberflächentemperatur der strahlenden Unterlage und die mittlere relative Feuchtigkeit der oberen Troposphäre bestimmt werden können. Dabei werden die gemessenen Werte mit solchen verglichen, die für Modellschichtungen der Atmosphäre berechnet wurden.

Da zwei verschiedene Meßwerte nur zur Bestimmung zweier Parameter der atmosphärischen Schichtung ausreichen, mußten feste Annahmen über die Modellschichtungen getroffen werden. Daher sind die gefundenen Werte der relativen Feuchtigkeit und der Oberflächentemperatur nur als mittlere Werte für ganz bestimmte Modellschichtungen zu verstehen. Anhand einfacher Modellrechnungen konnte gefunden werden, daß Abweichungen der tatsächlichen Schichtung der Atmosphäre von der vorgegebenen Modellschichtung einen besonders großen Einfluß auf die ermittelten Werte der relativen Feuchtigkeit haben.

Die Meßwerte des Satelliten TIROS III waren noch zu ungenau für Auswertungen mit sehr hoher Auflösung. Inzwischen ist die Meßgenauigkeit der Wärmestrahlung vom Satelliten aus

verbessert worden, wie die Meßdaten vom TIROS VII [36] und vom NIMBUS I [27] zu zeigen scheinen. Vom letzteren wurden mit sehr hoher Auflösung Strahlungstemperaturen der Erde in einem Fensterbereich zwischen 3,6 und 4,2 μm gemessen und in der Form eines „Infrarotphotos“ dargestellt. Dadurch ist eine detailliertere Analyse ermöglicht. Es wäre zu hoffen, daß diese Technik auch bei Messungen in anderen Spektralbereichen und bei der Darstellung der daraus ermittelten Ergebnisse angewendet werden könnte.

Die vorliegende Arbeit wurde am Meteorologischen Institut der Ludwig-Maximilians-Universität zu München durchgeführt.

Herrn Professor Dr. F. MÖLLER bin ich für seine ständige Förderung und Unterstützung sowie für viele klärende Diskussionen während der Durchführung dieser Arbeiten zu großem Dank verpflichtet. Bei der Ableitung der Transmissionsfunktionen gab mir Herr Dr. H.-J. BOLLE wertvolle Hinweise. Allen Mitarbeitern des Institutes danke ich für ihre stetige Hilfsbereitschaft.

Die durchgeführten Untersuchungen wurden zu Beginn von der Deutschen Forschungsgemeinschaft, Bad Godesberg, finanziell unterstützt. Ab Januar 1963 übernahm die National Aeronautics and Space Administration, Washington, D.C., alle Kosten. Von der Meteorology and Aeronomy Division des Goddard Space Flight Center der NASA in Greenbelt, Maryland, wurden alle benötigten Meßdaten des Satelliten TIROS III und auch Rechenprogramme für deren Bearbeitung zur Verfügung gestellt. Den Herren Dr. W. NORDBERG, Dr. R. A. HANEL und W. R. BANDEEN (M.S.) und vielen Mitarbeitern dieser Dienststelle, die mich bei meinem Besuch im Frühjahr 1963 in den Aufgaben- und Arbeitsbereich dieser Abteilung einführten, danke ich für ihre freundliche Hilfsbereitschaft.

Alle Auswertungen wurden mit der Rechenmaschine IBM 7090 des Institutes für Plasma-physik in Garching bei München durchgeführt. Die IBM-Techniker und die Programmierer, insbesondere Fräulein CHR. RASCHEWA, halfen bei der Durchsicht und Durchführung der Rechenprogramme.

Literatur

1. W. R. BANDEEN, R. A. HANEL, J. LICHT, R. A. STAMPFL und W. G. STROUD, (1961), Infrared and Reflected Solar Radiation Measurements from TIROS II Meteorological Satellite. *J. Geophys. Res.* **66**, 3169—3185.
2. F. MÖLLER, (1957), Strahlung der unteren Atmosphäre. *Handbuch der Physik*, **48**, Springer Verlag, Berlin.
3. D. Q. WARK, G. YAMAMOTO und J. H. LIENESCH, (1962), Methods of Estimating Infrared Flux and Surface Temperature from Meteorological Satellites. *J. Atmos. Sci.* **19**, 369—384.
4. F. MÖLLER, (1961), Atmospheric Water Vapor Measurements at 6—7 Microns from a Satellite. *Planet. Space Sci.* **5**, 202—206.
5. F. MÖLLER, (1962), Einige vorläufige Auswertungen der Strahlungsmessungen von TIROS II. *Arch. Meteor. Geophys. Biokl., Serie B*, **12**, 78—93.
6. TIROS III Radiation Data User's Manual, (1962), by Staff Members of NASA-Meteorology and Aeronomy Division, Goddard Space Flight Center, Greenbelt, Md.
7. W. K. WIDGER, JR., und CHR. P. WOOD, (1961), An Explanation of the Limitations to the Coverage Provided by TIROS. *Weatherwise* **14**, 231—237.
8. FUJITA, T., (1963), Outline of a Theory and Examples for Precise Analysis of Satellite Radiation Data. *Res. Paper No. 15*, Dept. of the Geoph. Sci., Univ. of Chicago.
9. F. S. JOHNSON, (1954), The Solar Constant. *J. Meteor.* **11**, 431—439.
10. S. FRITZ, (1949), The Albedo of the Planet Earth and of Clouds. *J. Meteor.* **6**, 277—282.

11. W. R. BANDEEN, R. SAMUELSON und I. STRANGE (1963), TIROS III Radiation Data User's Manual Supplement. Met. and Aeron. Div., Goddard Space Flight Center, Greenbelt, Md.
12. A. R. CURTIS und R. M. GOODY (1952), Thermal Radiation of the Upper Atmosphere. Proc. roy. Soc. London A, **236**, 193—206.
13. G. YAMAMOTO, (1952), On a Radiation Chart. Sci. Rep. Tohoku Univ., Series 5, Geoph., **4**, 9—23.
14. Handbook of Geophysics, (1960), revised Edition. The Macmillan Comp., New York, N. Y.
15. W. NORDBERG und W. G. STROUND, (1961), Seasonal and Latitudinal and Diurnal Variations in the Upper Atmosphere. NASA TN-D-703, National Aeronautics and Space Administration, Washington 20546, D.C.
16. M. GUTNICK, (1962), Mean Annual Mid Latitude Moisture Profiles to 31 km. AFCRL-62-681, Air Force Surveys in Geoph., No. 147.
17. H. K. PAETZOLD und P. PISCALAR, (1961), Meridionale Ozonverteilung und stratosphärische Zirkulation. Naturwiss. **48**, 474.
18. H. J. MASTENBROOK und J. E. DINGER, (1961), Distribution of Water Vapor in the Stratosphere. J. Geophys. Res. **66**, 1437—1444.
19. P. M. KUHN und V. E. SUOMI, (1964), Airborne Radiometric Measurements of Effects of Particulates of Terrestrial Flux. Vortrag beim Intern. Symp. on Rad. Processes, 5.—12. Aug. in Leningrad.
20. D. M. GATES und C. C. SHAW, (1960), Infrared Transmission of Clouds. J.O.S.A. **50**, 876—882.
21. W. ZDUNKOWSKI, D. HENDERSON und J. V. HALES, (1964), The Influence of Haze on Infrared Radiation Measurements Detected by Space Vehicles. Fin. Rep., US Weather Bureau Inc., Salt Lake City, Utah.
22. E. E. BELL, (1957), An Atlas of Reflectivities of Some Types of Materials. Rep. 659—6, Wright Air Div. Center, Contr. AF 33(616)—3313, AP-141795.
23. L. D. KISLOVSKIJ, (1959), Optical Characteristics of Water and Ice in the Infrared and Radiowaves Regions of the Spectrum. Optics and Spectr. **7**, 201—206.
24. K. YA. KONDRATIEV, M. P. BURGOVA, J. F. GAYNULIN und G. F. TOTUNOVA, (1964), The Infrared Absorption Spectrum of Water in Its Liquid State. NASA TT F-211, Nat. Aeron. and Space Admin., Washington 20546, D. C.
25. R. J. P. LYON und E. A. BURNS, (1962), Infrared Spectral Analysis of the Lunar Surface From an Orbiting Spacecraft. NASA-49(04), Univ. of Michigan.
26. D. DEIRMENDJIAN (1962), Scattering and Polarization Properties of Polydispersed Suspensions with Partial Absorption. Contr. No. AF 49(638)-700, The Rand Corp., Santa Monica, Calif.
27. W. NORDBERG und H. PRESS (1964), The NIMBUS I Meteorological Satellite. Bull. Amer. Meteor. Soc. **45**, 684—687.
28. S. H. H. LARSEN, T. FUJITA und W. L. FLETCHER, (1963), Evaluation of Limb. Darkening from TIROS III Radiation Data. Res. Paper 18, Mesomet. Proj., Dept. of Geoph. Sci., Univ. of Chicago.
29. Täglicher Wetterbericht, Amtsblatt des Deutschen Wetterdienstes vom 13. Juli 1961, **86**, 194.
30. Arbeitsblatt des Deutschen Wetterdienstes, Bodenkarten der Wetterlage über Europa am 13. Juli 1961. Zentralarchiv des Deutschen Wetterdienstes.
31. G. N. PLASS und D. I. FIVEL, (1953), Influence of Doppler Effect and Damping on Line Absorption Coefficients and Atmospheric Radiation Transfer. Astrophys. J. **117**, 225—233.
32. R. WEXLER, (1964), Infrared and Visual Radiation of Measurements from TIROS III. Appl. Optics **3**, 215—219.
33. S. FRITZ, P. K. RAO und M. WEINSTEIN, (1964), Satellite Measurements of Reflected Solar Energy and the Energy Received at the Ground. J. Atmos. Sci. **21**, 141—151.
34. J. J. ROCHE, A. J. DRUMMOND und D. T. HILLEARY, (1964), Report on the Test and Calibration of a TIROS III Five Channel Radiometer. The Eppley Lab. Inc., Newport, R. I.
35. U. S. NAVY, (1955, 1957, 1958), Marine Climatic Atlas of the World. 1. North Atlantic Ocean, NAVAER-50-1C-528, 3. Indian Ocean NAVAER 50-1C-530, 4. South Atlantic Ocean, NAVAER 50-1C-531.
36. W. R. BANDEEN, B. J. CONRATH und R. A. HANEL, (1963), Experimental Confirmation from the TIROS VII Meteorological Satellite of the Theoretical Calculated Radiance of the Earth within the 15-Micron Band of CO_2 . J. Atmos. Sci. **20**, 609—614.

Lebenslauf

Am 16. Juni 1936 wurde ich, EHRHARD ALFRED RASCHKE, als drittes Kind des Landwirts HERBERT RASCHKE und seiner Ehefrau MARIANNE, geb. MÖBIUS, in Elstertrebnitz, Ortsteil Oderwitz, Sachsen, geboren. Vom September 1942 bis Weihnachten 1945 besuchte ich die Volksschule der Gemeinde Elstertrebnitz und anschließend die Grundschule in Gadewitz bei Döbeln, Sachsen, und ab Herbst 1947 die Schloßbergschule in Döbeln. Das Reifezeugnis erhielt ich am 4. Juli 1954 von der Lessing-Oberschule in Döbeln.

Im Herbst 1954 nahm ich an der Bergakademie Freiberg, Sachsen, das Studium des Faches Geophysik auf. Nach dem Abschluß des Sommersemesters 1957 folgte ich meinen Eltern nach Karlsruhe und setzte das Studium an der Johannes Gutenberg-Universität zu Mainz fort. Im November 1961 legte ich dort die Diplomprüfung für das Fach Geophysik ab.

Seit dem 1. Februar 1962 bin ich am Meteorologischen Institut der Ludwig-Maximilians-Universität zu München tätig, wo ich die Arbeiten zu vorliegender Dissertation durchführte.

